

**А.И. Кузьмичёв, Н.А. Бабинов, А.А. Лисенков**

**ПЛАЗМЕННЫЕ ЭМИТТЕРЫ  
ИСТОЧНИКОВ  
ЗАРЯЖЕННЫХ И НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ**

Учебно-методическое пособие для студентов электронных и  
электрофизических специальностей

Киев – «Аверс»  
2016

УДК 621.38 + 537.533  
ББК 3 851.2  
К89

**А. И. Кузьмичёв, Н. А. Бабинов, А. А. Лисенков**

К89 Плазменные эмиттеры источников заряженных и нейтральных частиц.  
– Киев: Аверс, 2016. 181 с.

ISBN 978-966-8777-10-3

Рассмотрены физика работы, структура и основные характеристики плазменных эмиссионных систем (плазменных эмиттеров) и их применение в источниках заряженных и нейтральных частиц. Описаны процессы в газоразрядных камерах, в которых генерируется стационарная плазма, формирующая эмиттер частиц, физика и конструкции источников электронов, ионов и нейтральных частиц на базе стационарных плазменных эмиттеров. Рассмотрена реализация концепции плазменного катода в газоразрядных коммутлирующих приборах. Представлены примеры моделирования процессов в плазменных эмиссионных системах. Приводятся методические указания по изучению материала, изложенного в пособии.

Пособие предназначено для студентов электронных и электрофизических специальностей очной и заочной форм обучения, изучающих дисциплины “Плазменная электроника”, “Плазменные технологические и электрофизические устройства” или аналогичные дисциплины. Оно будет полезно аспирантам, молодым учёным и инженерно-техническим работникам, специализирующимся в области низкотемпературной плазмы, ионно-плазменной и пучковой технологии.

УДК 621.38 + 537.533  
ББК 3 851.2

**Рецензенты:** доктор физ.-мат. наук, профессор А.А. Гончаров (проф. каф. физической электроники Киевского национального ун-та им. Т.Г. Шевченко, гл. науч. сотр. отд. газовой электроники ин-та физики НАНУ), канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. В.Ф. Вирко (с.н.с. отд. физики плазмы и плазменных технологий ин-та ядерных исследований НАНУ).

Учебно-методическое пособие рекомендовано к изданию Учёным советом факультета электроники Национального технического университета Украины “Киевский политехнический институт”

ISBN 978-966-8777-10-3

© А. И. Кузьмичёв, Н. А. Бабинов,  
А. А. Лисенков, 2016

Эта книга посвящается памяти выдающегося  
разработчика и исследователя плазменных  
эмиссионных систем и нашего друга  
***Барченко Владимира Тимофеевича***

## **ПРЕДИСЛОВИЕ**

В настоящем издании в достаточно доступной форме рассматривается комплекс вопросов, связанных с формированием потоков заряженных и нейтральных частиц в стационарных плазменных эмиссионных системах при пониженных давлениях. Несмотря на то что этим вопросам посвящено огромное количество оригинальных публикаций, постоянно расширяющаяся сфера применения ионно-плазменных процессов делает, по мнению авторов, актуальной подготовку и публикацию учебного пособия, отражающего современный уровень развития физики, техники и технологии плазменных эмиссионных систем и в то же время адаптированного к студенческой аудитории.

Пособие предназначено для студентов электронных и электрофизических специальностей очной и заочной форм обучения, изучающих дисциплины “Плазменная электроника”, “Плазменные технологические и электрофизические устройства” или аналогичные дисциплины. При этом книгу следует рассматривать только как вводный курс в изучение вопросов физики, конструирования и эксплуатации плазменных эмиссионных систем, поэтому она снабжена списками дополнительной литературы. Для повышения качества усвоения учебного материала приведены методические указания и контрольные вопросы для самопроверки. Данное издание может быть полезным также аспирантам, молодым учёным и инженерно-техническим работникам, связанным с исследованием, разработкой и эксплуатацией плазменных эмиссионных систем в различных областях науки, техники и производства.

Вместе с изложением ряда устоявшихся воззрений в книге приводятся результаты некоторых оригинальных теоретических и экспериментальных исследований авторов и их коллег, тесно связанных с кругом вопросов, обсуждающихся в ней.

Авторы выражают благодарность за плодотворное сотрудничество и обсуждение вопросов, составляющих основу данной книги, нашим многочисленным коллегам, а также рецензентам А.А. Гончарову и В.Ф. Вирко за полезные советы и замечания, и Л.Ю. Цыбульскому за помощь в оформлении графических материалов.

## ВВЕДЕНИЕ

Плазменная эмиссионная электроника как раздел физики плазмы и плазменной электроники сформировалась в 70-х гг. XX в. Большой вклад в создание этого направления был сделан Заслуженным деятелем науки и техники СССР доктором физико-математических наук, профессором М.Д. Габовичем (работал в институте физики Украинской академии наук), который ещё в 1964 г. издал первую книгу, посвящённую этой тематике (“Плазменные источники ионов”, Киев: изд-во “Наукова думка”, 1964). Затем он написал и издал в 1972 г. новую книгу “Физика и техника плазменных источников ионов” [1], которая в течение многих десятилетий была настольной книгой у специалистов.

Становление плазменной эмиссионной электроники как самостоятельного направления во многом обязано лауреату Государственной премии РФ в области науки и техники, доктору технических наук, профессору Ю.Е. Крейнделю [2] и его ученикам в Томске, Екатеринбурге, Белоруссии, Украине и других странах. В его память регулярно проводятся международные Крейнделевские семинары “Плазменная эмиссионная электроника” на берегу озера Байкал [47]. Можно назвать много имён и других исследователей, решавших проблемы плазменной эмиссионной электроники, см. список литературы в конце данного раздела. В настоящее время устройства с плазменными эмиттерами разрабатывают и применяют практически во всех промышленно развитых странах.

Под *плазменной эмиссионной электроникой* понимают комплекс, включающий соответствующие разделы науки, техники, технологии и производства, который занимается изучением процессов генерации заряженных частиц в плазме газовых разрядов, эмиссии частиц из плазмы с последующим формированием униполярных и плазменных потоков, их транспортировки из области генерации к зоне взаимодействия с мишенью (изделием). Также изучают процессы, происходящие при бомбардировке поверхности твёрдого тела электронами и атомными частицами с энергиями в диапазоне от десятков электрон-вольт до сотен килоэлектрон-вольт.

Таким образом, под плазменной эмиссионной системой (СЭП) будем понимать устройство, в котором реализуются процессы, обеспечивающие получение ускоренных потоков (пучков, лучей) заряженных и нейтральных частиц из плазменных образований. Обычно в состав СЭП также включают узел обработки пучками частиц поверхности твёрдых тел.

Все плазменные эмиссионные системы можно разделить: на ионно-плазменные системы (СИП), плазменные ускорители (УП) и плазменные источники заряженных частиц (ИЗЧП), которые, в свою очередь, делятся на плазменные источники электронов (ИЭП) и плазменные источники ионов (ИИП). Можно также выделить в отдельную группу плазменные системы для формирования потоков быстрых нейтралов (ИБНП).

В ионно-плазменных системах генератор плазмы, плазменный эмиттер и зона взаимодействия потока энергетических частиц с обрабатываемым изделием обычно пространственно совмещены. Их разделяет только пристеночный слой пространственного заряда, который формируется автоматически или при подаче на мишень относительно плазмы некоторого потенциала.

Плазменные ускорители от других типов плазменных эмиссионных систем отличает то обстоятельство, что в них энергетический спектр ускоряемого потока ионов формируется в условиях полной компенсации пространственного заряда ионов. Данное обстоятельство позволяет преодолеть зависимость предельного тока ионного пучка от энергии ионов [1].

Плазменные источники электронов, ионов или быстрых нейтралов представляют собой системы, в которых формируется униполярный поток заряженных или нейтральных частиц.

В случаях, когда по тем или иным причинам целесообразно отделить зону формирования потока от технологической зоны, сформированный поток пропускают через лучевод или плазмовод, процессы в котором определяют равновесие и устойчивость транспортируемого пучка, а также его предельный ток.

История плазменных эмиссионных систем ведёт отсчёт с 1886 г., когда пучок ионов в виде “каналовых лучей” впервые наблюдал Е. Гольдштейн. В 1910 г. Дж. Дж. Томсоном был предложен первый источник ионов, который нашел широкое применение в масс-спектрометрии.

С 30-х г. XX в. плазменные источники ионов начинают применяться в составе инжекторов в ускорителях, которые сначала использовались в экспериментах по ядерной физике, а в настоящее время широко используются в медицине и промышленности.

Толчком к разработке мощных ионных источников явилась необходимость решения задач получения изотопов в промышленных масштабах, возникшая в 40-е гг. Этот опыт был использован при разработке инжекторов

быстрых нейтралов мегаваттного класса для установок, применяемых в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу.

Начиная с 60-х гг. области применения плазменных эмиссионных систем всех вышеуказанных типов начинают интенсивно расширяться. Наибольшее распространение в электронной промышленности получили ионно-плазменные системы для очистки и травления подложек, нанесения покрытий и системы ионной имплантации. Для ракетно-космической отрасли были разработаны электрореактивные двигатели малой тяги на базе широкоапертурных источников ионов и плазменных ускорителей. Значительное внимание исследователи уделяли разработке плазменных эмиссионных систем, используемых в установках для изучения поверхности различными методами.

С конца 70-х гг. начались исследования, которые привели к оформлению таких направлений, как ионно-имплантационная металлургия и ионно-плазменная химико-термическая обработка.

В последние 10–25 лет значительные успехи были достигнуты в разработке плазменных источников электронов, источников многозарядных ионов, ионных источников на базе вакуумных дуговых разрядов, ионно-плазменных систем с СВЧ-питанием и плазменных систем для генерации нанокластеров.

В качестве наиболее общих требований, предъявляемых к СЭП, выступают: минимизация удельных энергетических затрат на генерацию потока заряженных частиц или плазмы и максимально возможная газовая экономичность. Указанным требованиям в наибольшей степени можно удовлетворить, используя газоразрядные системы, функционирующие при средних или низких давлениях плазмообразующего вещества. Это связано с тем, что при пониженных давлениях существенная доля энергии, вносимой в положительный столб разряда, расходуется на ионизацию плазмообразующей среды, а её степень ионизации может приближаться к 100 %.

В СЭП можно выделить следующие функциональные части (рис. В.1):

- газоразрядную камеру (ГРК), в которой генерируется плазма,
- плазменную границу/поверхность, эмитирующую частицы, (т. е. собственно плазменный эмиттер) в отверстии одной из стенок ГРК,
- примыкающее к плазменной границе устройство экстракции (извлечения, отбора) и первичного формирования, в котором формируется поток заряженных или нейтральных частиц с требуемыми характеристиками,
- канал транспортировки потока заряженных частиц или плазмы.

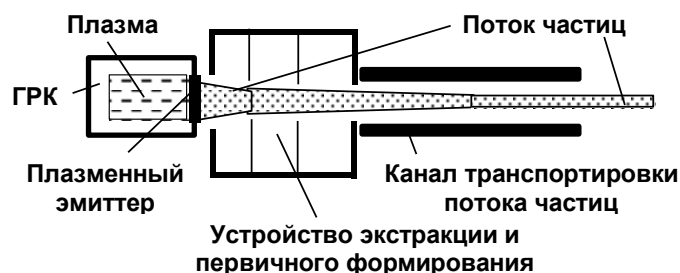


Рис. В.1. Структурно-функциональные части плазменной эмиссионной системы для получения потока ускоренных частиц

Различают плазменные эмиссионные системы на базе стационарных и нестационарных (импульсных) плазменных образований. Примером последних являются взрыво-эмиссионные системы. В данном пособии рассматриваются только стационарные (и длинно-импульсные, т.е. квазистационарные) плазменные устройства и системы.

По данной тематике опубликовано значительное число монографий, обзоров и оригинальных статей: описания наиболее известных приведены в списке литературы, помещённом после Введения. Однако большинство из них рассчитаны на подготовленного читателя. Настоящее же пособие в первую очередь ориентировано на студентов технических вузов, прослушавших курсы физико-математического цикла и получивших азы общепрофессиональной подготовки.

Определённый учебной программой объём изучаемого материала изложен в данном пособии в виде четырёх глав.

В 1-й главе рассмотрены общие вопросы генерации плазмы в разрядных системах при пониженных давлениях. Основное внимание уделено описанию объёмных, пристеночных и приэлектродных процессов. Описаны модели плазмы положительного столба разряда в газоразрядных камерах СЭП. Рассмотрены методы введения плазмообразующих веществ в объём ГРК, способы повышения эффективности генерации заряженных частиц в них, процессы в области экстракции и первичного формирования.

2-я глава посвящена рассмотрению структуры и основных характеристик СЭП для получения электронных пучков на базе ГРК с разрядами с холодным (ненакаливаемым) катодом и в скрещенных электрическом и магнитном полях. В ней изложена концепция плазменного эмиттера электронов, описаны конструкции генераторов эмитирующей плазмы, обсуждаются

особенности формирования электронных потоков и эмиссионные характеристики плазменных источников электронов (ИЭП), даётся элементарное теоретическое описание физических процессов. Рассматривается реализация концепции плазменного катода в газоразрядных коммутирующих приборах.

В 3-й главе рассматриваются источники ионных пучков (ИИП) на базе плазменного эмиттера ионов, а также элементы ионно-оптических систем.

4-я глава посвящена описанию плазменных источников быстрых нейтралов (нейтрализованных ионов) – (ИБНП) и некоторых их применений.

Каждая глава снабжена списком литературы для дополнительного изучения вопросов по теме главы.

Для повышения качества усвоения и закрепления учебного материала в 5-й главе приведены методические указания и контрольные вопросы для самопроверки.

В конце пособия (в Приложении) приведен отрывок из выступления проф. Ю.Е. Крейнделя на открытии 1-го Всесоюзного семинара “Плазменная эмиссионная электроника”, который был посвящён обсуждению общих вопросов данного направления науки и техники.

#### **Список монографий, обзоров и сборников статей**

1. Габович М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов. – М.: Атомиздат, 1972.
2. Крейндель Ю. Е. Плазменные источники электронов. – М.: Атомиздат, 1977.
3. Форрестер А. Т. Интенсивные ионные пучки / пер. с англ. – М.: Мир, 1991.
4. Физика и технология источников ионов / под ред. Я. Брауна; пер. с англ. – М.: Мир, 1998.
5. Габович М. Д., Плешивцев Н. В., Семашко Н. Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
6. Инжекторы быстрых атомов водорода / Н. Н. Семашко, А. Н. Владимиров, В. В. Кузнецов и др. – М.: Энергоиздат, 1981.
7. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М. А. Завьялов, Ю. Е. Крейндель, А. А. Новиков, Л. П. Шантурин. – М.: Энергия, 1989.
8. Источники электронов с плазменным эмиттером: сб. ст. / под ред. проф. Ю. Е. Крейнделя. – Новосибирск: Наука, 1983.
9. Бугаев С. П., Крейндель Ю. Е., Щанин П. М. Электронные пучки большого сечения. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
10. Коваль Н. Н., Окс Е. М., Протасов Ю. С. Эмиссионная электроника. Сер. Электроника: Прикладная электроника. – М.: Изд-во: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2009.
11. Окс Е. М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005.



12. Бурдовицин В. А. и др. Форвакуумные плазменные источники электронов / В. А. Бурдовицин, А. С. Климов, А. В. Медовник, Е. М. Окс, Ю. Г. Юшков. – Томск: Изд-во Томского Ун-та, 2014.
13. Виноградов М. И., Маишев Ю. П. Вакуумные процессы и оборудование ионно- и электронно-лучевой технологии. – М.: Машиностроение, 1989.
14. Семенов А. П. Пучки распыляющих ионов: получение и применение. – Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 1999.
15. Бабинов Н. А. и др. Физика и технология плазменных эмиссионных систем / Н. А. Бабинов, В. Т. Барченко, В. А. Груздев, В. Г. Залесский, А. И. Кузьмичёв, А. А. Лисенков, Т. С. Павленко. Под общ. ред. В. Т. Барченко. – СПб.: Изд-во СПбГЭТУ “ЛЭТИ”, 2014. – 263 с.
16. Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П. Мощные электронные пучки и их применение. – М.: Атомиздат, 1977.
17. Рухадзе А. А. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков / А. А. Рухадзе, Л. С. Богданкевич, С. Е. Росинский, В. Г. Рухлин. – М.: Атомиздат, 1980.
18. Мешков И. Н. Транспортировка пучков заряженных частиц. – Новосибирск: Наука. Сибир. отд-ние, 1991.
19. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. – Л.: Энергия. Ленингр. отд-ние, 1991.
20. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. Мощные ионные пучки. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
21. Ионные инжекторы и плазменные ускорители / под ред. А. И. Морозова, Н. Н. Семашко. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
22. Морозов А.И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. Т. 1. Элементы динамики потоков в ЭРД. – М.: Атомиздат, 1978.
23. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. – М.: Физматлит, 2006.
24. Goncharov A. The electrostatic plasma lens // Rev. Sci. Instrum. – 2013. – Vol. 84.– 021101 (1-14).
25. Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П. Плазменные ускорители. – М.: Машиностроение, 1983.
26. Симонов В. В. и др. Оборудование ионной имплантации / В. В. Симонов, П. А. Корнилов, А. В. Шашелев, Е. В. Шохин. – М.: Радио и связь, 1988.
27. Абрамов И. С., Быстров Ю. А., Вильдгрубе В. Г. Плазменные ускорители и их применение в технологии // Обзоры по электронной технике. Сер. 4. Электровакуумные и газоразрядные приборы / ЦНИИ Электроника. – М., 1986. – Вып. 3 (1204).
28. Метель А. С., Григорьев С. Н. Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов. – М.: Янус-К, ИЦ ГОУ ВПО МГТУ “Станкин”, 2005.
29. Метель А. С., Григорьев С. Н. Модификация поверхности тлеющим разрядом с электростатическим удержанием электронов. – М.: МГТУ “Станкин”, Янус-К, 2007.
30. Лабуннов В. А., Данилович Н. И., Громов В. В. Многопучковые ионные источники для систем ионного травления // Зарубежная электронная техника. – 1982. – Вып. 5 (251). – С. 82–120.

31. Лабунов В. А., Рейсе Г. Ионно-лучевые источники для обработки поверхности твёрдых тел и получения тонких пленок // Зарубежная электронная техника. – 1982. – Вып. 5 (251). – С. 3–142.
32. Данилин Б. С., Киреев В. Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. – М.: Энергоатомиздат, 1987.
33. Данилин Б. С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
34. Данилин Б. С., Сырчин В. К. Магнетронные распылительные системы. – М.: Радио и связь, 1982.
35. Свадковский И. В. Ионно-плазменные методы формирования тонкопленочных покрытий / под ред. А. П. Достанко. – Минск: Бестпринт, 2002.
36. Кузьмичёв А. И. Магнетронные распылительные системы. Кн. 1: Введение в физику и технику магнетронного распыления. – Киев: Аверс, 2008.
37. Ионно-лучевая и ионно-плазменная модификация материалов / К. К. Кадыржанов, Ф. Ф. Комаров, А. Д. Погребняк и др. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 2005. – 640 с.
38. Ивановский Г. Ф., Петров В. И. Ионно-плазменная обработка материалов. – М.: Радио и связь, 1986.
39. Барченко В. Т., Быстров Ю. А., Колгин Е. А. Ионно-плазменные технологии в электронном производстве. – СПб.: Энергоатомиздат, 2001.
40. Вендик О. Г., Горин Ю. Н., Попов В.Ф. Корпускулярно-фотонная технология. – М.: Высш. школа, 1984.
41. Белый А. В. и др. Ионно-лучевая обработка металлов, сплавов и керамических материалов / А. В. Белый, В. А. Кукаренко, О. В. Лободаева, И. И. Таран, С.К. Ших. – Мн.: Изд-во Физ.-техн. ин-та НАН Белорусии, 1998.
42. Берлин Е. В., Сейдман Л. А. Ионно-плазменные процессы в тонкопленочной технологии. – М.: Техносфера, 2010. – 528 с.
43. Берлин Е. В., Сейдман Л. А. Получение тонких пленок реактивным магнетронным распылением. – М.: Техносфера, 2014. – 256 с.
44. Гончаров А.А. Оптические, структурные и фотокаталитические свойства наноразмерных плёнок диоксида титана, осажденных в плазме магнетронного разряда / А.А. Гончаров, А.Н. Добровольский, Е.Г. Костин и др. // ЖТФ. – 2014. – Т. 84. – № 6. – С. 98-106.
45. Аксёнов И.И. Вакуумная дуга в эрозионных источниках плазмы. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2005.
46. Андреев А. А., Саблев Л. П., Шулаев В. М., Григорьев С.Н. Вакуумно-дуговые устройства и покрытия. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2005.
47. Труды Международных Крейнделевских семинаров “Плазменная эмиссионная электроника”. – Улан-Удэ: изд-во Бурятского научного центра СО РАН (1-й семинар состоялся в 1991 г., 2-й – 2006 г., 3-й – 2009 г., 4-й – 2012 г., 5-й – 2015 г.).

**Примечание:** ссылки на данные источники в пособии не содержат номер главы.

## 1. ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЗОРАЗРЯДНЫХ КАМЕРАХ ПЛАЗМЕННЫХ ЭМИССИОННЫХ СИСТЕМ

Как указывалось во Введении, одним из важнейших узлов плазменной эмиссионной системы любого типа является газоразрядная камера (ГРК), или область, в которой при возбуждении газового разряда того или иного типа осуществляется генерация заряженных частиц, используемых в дальнейшем для реализации конкретной научной, прикладной или производственной задачи. Естественным, что средняя длина свободного пути генерируемых в газоразрядной области частиц должна быть, по крайней мере, порядка характерного размера ГРК, а лучше, если она больше. Тогда рекомбинация заряженных частиц в объёме ГРК в большинстве случаев не будет снижать эффективность генерации ионов плазмообразующего вещества.

В большинстве применений современных эмиссионных систем в качестве важного требования выступает минимально возможное давление в области использования потока заряженных частиц или плазмы, так как при этом минимальны потери энергии генерируемых частиц из-за столкновений с молекулами остаточного газа, а также минимальны загрязнения, вносимые в приповерхностные слои обрабатываемой поверхности. Это позволяет реализовывать различные технологические процессы лучевых (пучковых) и плазменных технологий с наиболее высоким качеством. Данное обстоятельство приводит к необходимости поддерживать в ГРК давление плазмообразующей среды на минимально возможном уровне. В связи с этим в настоящей главе будут рассмотрены некоторые аспекты функционирования ГРК плазменных эмиссионных систем при пониженных давлениях, где ГРК выступает в качестве генератора потока электронов, ионов, быстрых атомных частиц, химически активных частиц (ХАЧ), плазмы и электромагнитного излучения.

ГРК представляет собой оболочку, выполненную из металла или диэлектрика. Внутри неё располагается электродная структура, в которой при возбуждении разряда собственно и происходит генерация заряженных частиц. В случаях, когда разряд возбуждается на переменном токе в диапазоне высоких (ВЧ) и сверхвысоких (СВЧ) частот, наличие электродной структуры не является необходимым. Плазма в ГРК представляет объёмное материальное образование, которое находится в контакте со стенками, катодом, анодом и

поверхностью, на которой формируется поток заряженных частиц – ионов или электронов.

### 1.1. Общие характеристики ГРК плазменных эмиссионных систем

В настоящем разделе использованы результаты работ [1], [2], [5], [1.1]–[1.4].

Для оценки свойств ГРК как элемента СЭП можно использовать ряд параметров, которые отражают её физико-технические и эксплуатационные характеристики. Среди них в качестве наиболее важных можно выделить:

- *эффективность по току разряда* ( $\alpha$ ), представляющую собой удельную величину, определяемую как ток (поток) тех или иных частиц, генерируемых в ГРК, в расчёте на единицу тока разряда, протекающего через неё;

- *энергетическую эффективность (экономичность)* ( $H$ ), представляющую собой удельный ток (поток) генерируемых в ГРК частиц в расчёте на единицу вводимой в ГРК мощности;

- *энергетическую цену* ( $C$ ), определяющую затраты энергии в ГРК данной конструкции, идущие на образование одной частицы, используемой в процессе ионно-вакуумной обработки материала (по своей сути  $H$  и  $C$  являются взаимнообратными величинами);

- *газовую экономичность* ( $\eta_r$ ), или расход плазмообразующего газа, показывающую степень использования поступающего в ГРК плазмообразующего вещества, используемого для генерации заряженных частиц;

- *качественный состав потока частиц*, генерируемых в ГРК;

- *зарядовый состав потока ионов*, генерируемых в ГРК;

- *энергетический спектр потока частиц*, генерируемых в ГРК;

- *общий ток (поток) частиц*, генерируемых в ГРК;

- *размеры и форму поперечного сечения потока частиц*, генерируемых в ГРК;

- *распределение плотности тока (потока) по поперечному сечению*;

- *срок службы или срок непрерывной работы ГРК*.

Все газовые разряды, используемые в плазменных эмиссионных системах, можно разделить:

- на самостоятельные, для поддержания которых достаточно наличия одного источника электрического питания;

- несамостоятельные, для возбуждения которых требуется, как минимум, дополнительный источник вносимой в разряд энергии.

В качестве дополнительного источника энергии могут выступать:

- источник накала термокатода;
- поток внешнего ионизирующего излучения;
- внешняя инжекция электронов или ионов;
- вспомогательный газовый разряд.

По типу источников электрического питания различают разряды на постоянном токе, импульсные и на переменном токе (низкочастотные (НЧ), высокочастотные и сверхвысокочастотные).

К настоящему времени число обнаруженных и исследованных типов газовых разрядов, используемых в СЭП, исчисляется несколькими десятками, причём их свойства настолько различны, что при их описании невозможно применять единый подход. Остановимся на рассмотрении основных характеристик газовых разрядов низкого и среднего давлений, наиболее широко применяемых для генерации электронов, атомных частиц (ионов, быстрых нейтралов, ХАЧ) в ГРК.

Практически во всех случаях, когда ток разряда превышает несколько миллиампер, в газонаполненном промежутке выделяются характерные области, существование которых обусловлено пространственным распределением потенциала, приложенного к электродам ГРК. Распределение потенциала в промежутке между катодом (К) и анодом (А) в простейшем случае двухэлектродной системы представлено на рис. 1.1.

Практически во всех случаях отчетливо проявляются:

- область катодного падения напряжения 1 протяженностью  $d_k$ , в которой локализуется разность потенциалов  $U_k$ ;
- область 2, занятая равномерным свечением и получившая название положительного столба разряда (ПС) (эта область представляет собой плазму, через которую протекает направленный электрический ток);
- область анодного падения напряжения 3 протяженностью  $d_a$ , с разностью потенциалов  $U_a$ .

Протяженность областей 1 и 3 невелика и, как правило, не превышает 1 см. Вместе с тем, наибольшая часть напряжения, приложенного к разрядному промежутку, падает в катодной области. Значение катодного падения напряжения в первую очередь определя-

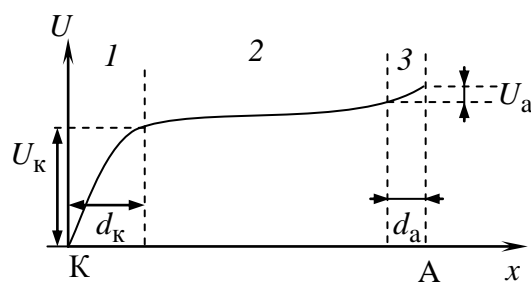


Рис. 1.1. Распределение потенциала в двухэлектродном промежутке

ется характером эмиссионных процессов на катоде.

Если эмиссия первичных электронов из катода обусловлена бомбардировкой его поверхности потоками быстрых ионов, нейтралов и сопутствующим излучением, то катодное падение напряжения может лежать в диапазоне от сотен вольт до десятков киловольт. Газовый разряд в этом случае будет называться *тлеющим*.

В случае когда в разрядах поток первичных электронов из катода формируется за счёт термо- и/или автоэлектронной (электрополевой) эмиссии, катодное падение напряжения, как правило, не превышает 25...35 В. Разряды такого типа получили название *дуговых*.

Потенциал плазмы на границе области анодного падения напряжения может быть как выше, так и ниже анодного потенциала. Однако разность потенциалов, реализуемая в области анодного падения напряжения, как правило, не превышает 10 В. Исключение составляют ГРК, у которых имеется поперечное магнитное поле в области анодного падения напряжения.

Разряды низкого и среднего давлений существуют в условиях левой ветви кривой Пашена. Они всегда являются объёмными, занимают всё межэлектродное пространство. Их объединяет то, что в них процессы объёмной рекомбинации заряженных частиц, как правило, идут с малой скоростью. Основной же механизм гибели заряженных частиц – их рекомбинация на стенках и электродах ГРК. В разрядах низкого давления длина свободного пути заряженных частиц превышает характерные размеры ГРК, ввиду чего ионы от места рождения в объёме к стенкам движутся в прямопролётном режиме. В разрядах же среднего давления движение заряженных частиц в объёме ГРК происходит в режиме амбиполярной диффузии.

Основной объём в межэлектродном пространстве занимает плазма ПС разряда. В качестве важнейших параметров, характеризующих её, выступают:

- распределение концентрации плазмы по объёму ГРК и её среднее значение;
- электронная температура ( $T_e$ ) или функция распределения электронов по скоростям;
- продольный по отношению к направлению протекающего тока градиент потенциала.

Знание указанных характеристик позволяет рассчитывать остальные характеристики плазмы (частоты возбуждения и ионизации, компонентный состав плазмы, распределение ионов по зарядам и т. п.).

В случае однородного ПС с постоянным поперечным сечением продольное распределение потенциала линейно, а градиент потенциала постоянен. Его значение в наибольшей степени зависит от рода и давления плазмообразующего газа, а также от его поперечных размеров, в меньшей степени – от характера катодных процессов и тока разряда. В плазме положительного столба разрядов низкого и среднего давлений продольный градиент потенциала не превышает единиц вольт на сантиметр.

В зависимости от разрядных условий ионный компонент плазмы ПС разряда может формироваться из атомов (молекул) плазмообразующего газа или из паров материала электродов (катода, анода или специального электрода).

Основной механизм генерации заряженных частиц в плазме ПС разряда – ионизация атомов (молекул) электронным ударом.

В плазме положительного столба разряда также генерируется и электромагнитное излучение в широком спектральном диапазоне. Его мощность может достигать примерно 25 % от мощности, вносимой в ПС газового разряда [1.5].

Итак, в случаях, когда давление плазмообразующего газа не превышает 100 Па, плазма ПС является объёмной и стремится занять весь объём, ограниченный электродами и стенками ГРК. Но в области между стенкой и плазмой формируется пограничный слой, с протяженностью порядка дебаевского радиуса экранирования ( $\lambda_D$ ), т. е. от долей миллиметра до сантиметра. Падение потенциала в нём может достигать нескольких десятков вольт.

Из рассмотренного следует, что в ГРК относительно больших размеров основной областью генерации потоков частиц и излучений является положительный столб газового разряда, характеристики которого не очень сильно связаны с конкретным типом разряда в ГРК.

В камерах небольших размеров (сантиметрового масштаба) ПС имеет малую длину или вообще отсутствует, и важную роль играет генерация частиц в области отрицательного свечения, примыкающей к области катодного падения напряжения. В этой области наряду с низкоэнергетичными плазменными электронами присутствуют высокоэнергетичные электроны, эмитированные катодом и ускоренные напряжением  $U_K$  (см. рис. 1.1).

Рассмотрим основные характеристики ПС разрядов низкого и среднего давлений более подробно. Для описания характеристик плазмы ПС в ГРК привлекаются: модель сильноионизованной плазмы в парах материала электрода (металлической плазмы), которая работает в ГРК на базе вакуумных

дуговых разрядов, и модель слабоионизованной плазмы в прямопролётном или диффузионном приближении, которая справедлива для разрядов с плотностями токов до  $10 \text{ А/см}^2$  (тлеющие разряды, дуговые разряды с накали́мым катодом, ВЧ- и СВЧ-разряды).

## **1.2. Особенности плазмы, создаваемой в ГРК**

Модели ПС разряда при средних и низких давлениях строятся на базе анализа физических процессов, происходящих в нём. Характер физических процессов, происходящих в объёме ГРК, зависит от многих факторов. Среди определяющих обычно выступают: плотность разрядного тока, соотношение между длиной свободного пути частиц в объёме ГРК и её характерным размером, тип газового разряда, характеристики и степень ионизации плазмообразующей среды, геометрия ГРК, характер электромагнитных полей и т. п.

Наибольшее распространение при рассмотрении свойств ГРК получили модели слабоионизованной плазмы при средних и низких давлениях, позволяющие описать объёмные процессы в ГРК на базе тлеющих разрядов, а также модели сильноионизованной металлической плазмы в случае применения вакуумных дуговых разрядов.

Условием существования стационарного во времени ПС является поддержание в нём постоянной во времени концентрации заряженных частиц. Баланс числа заряженных частиц и возбужденных атомов в ПС связан с балансом энергии, которая может поступать в ПС за счёт продольного электрического поля и вносится быстрыми катодными электронами или потоками заряженных частиц, инжектируемыми в ПС из внешних областей.

Баланс числа заряженных частиц поддерживается ионизацией нейтральных атомов (молекул) газа быстрыми катодными электронами и плазменными электронами с высокоэнергетичного “хвоста” функции распределения электронов по скоростям. Эта ионизация компенсирует исчезновение заряженных частиц вследствие ухода их из объёма ГРК и последующей рекомбинации на электродах и стенках ГРК. Объёмная рекомбинация при этом в большинстве случаев не существенна. Энергия, вносимая в ПС, в первую очередь передаётся электронам, которые расходуют её на упругие соударения (нагрев газа), возбуждение, ионизацию. Эта энергия выносится из ГРК потоками нейтральных, заряженных частиц и излучением.

Моделирование процессов в ПС позволяет связать его внутренние параметры с заданными внешними параметрами, в роли которых обычно выступают: форма и размеры ГРК, род и давление плазмообразующего газа, тем-



пература газа, значения приэлектродных падений напряжения, характеристики внешней цепи или ток через ПС.

Основными внутренними параметрами ПС являются электронная температура ( $T_e$ ) или функция распределения электронов по скоростям, напряженность электрического поля в направлении протекания тока, распределение концентраций заряженных частиц в ПС. Зная эти параметры, можно найти остальные: частоту ионизации ( $\nu_i$ ), плотность тока на стенках ГРК, температуру ионов, концентрацию возбужденных атомов, мощность, уносимую излучением, и т. п.

При моделировании характеристик ПС низкого и среднего давлений обычно считают, что электронная температура постоянна во всем объеме ГРК и существенно превышает температуру ионов и нейтралов.

Основными уравнениями модели выступают уравнения баланса числа заряженных частиц, энергии и подвижности, а также выражения для частоты ионизации плазменным электроном, которая при максвелловской функции распределения и линейной аппроксимации сечения ионизации принимает вид

$$\nu_{i_{пл}} = \alpha_i \left( U_i + \frac{2kT_e}{e} \right) \exp \left( -\frac{eU_i}{kT_e} \right) n_a \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi n_e}},$$

где  $\alpha_i$  – константа в аппроксимации сечения ионизации  $\sigma_i(W)$  от энергии электрона  $W$ ;  $k$  – константа Больцмана;  $U_i$  – потенциал ионизации;  $e$  и  $n_e$  – заряд и концентрация электронов, соответственно;  $n_a$  – концентрация атомов газа. При использовании для  $\sigma_i(W)$  аппроксимации Моргулиса в виде

$$\sigma_i(W) = \alpha_m (W - U_i) \exp \left( -\frac{W - U_i}{\beta_m} \right),$$

где  $\alpha_m$  и  $\beta_m$  – постоянные, зависящие от рода газа; для  $\nu_{i_{пл}}$  можно получить выражение

$$\nu_{i_{пл}} = \alpha_m e^2 \beta_m n_a \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \frac{U_i + \frac{2\beta_m kT_e}{kT_e + e\beta_m}}{(kT_e + e\beta_m)^2} \exp \left( -\frac{eU_i}{kT_e} \right).$$

Электронная температура при известной геометрии ГРК, роде и давлении плазмообразующего газа может быть найдена из решения уравнения баланса числа заряженных частиц, которое для диффузионного режима движения заряженных частиц в объеме ГРК имеет вид

$$v_i = \frac{D_a}{\Lambda_D^2}, \quad (1.1)$$

где  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии;  $\Lambda_D$  – диффузионная длина.

В прямопролётном режиме ухода заряженных частиц из объёма ГРК уравнение баланса их числа принимает вид

$$v_i = 0.4 \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \frac{V_{\text{ГРК}}}{S_{\text{пот}}}, \quad (1.2)$$

где  $m_i$  – масса иона;  $V_{\text{ГРК}}$  – объём ГРК;  $S_{\text{пот}}$  – площадь потерь заряженных частиц.

Выражение для диффузионной длины  $\Lambda_D$  зависит от геометрии и размеров ГРК:

$$\frac{1}{\Lambda_D^2} = \left( \frac{\pi}{L} \right)^2$$

– для параллельных бесконечных пластин;

$$\frac{1}{\Lambda_D^2} = \left( \frac{\pi}{l_{\text{п}}} \right)^2 + \left( \frac{2.405}{R_{\text{п}}} \right)^2$$

– для цилиндрической полости;

$$\frac{1}{\Lambda_D^2} = \left( \frac{\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{b} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{c} \right)^2$$

– для параллелепипеда. Здесь  $L$  – расстояние между пластинами;  $l_{\text{п}}$  и  $R_{\text{п}}$  – глубина и радиус полости;  $a, b, c$  – стороны параллелепипеда.

Полная частота ионизации  $v_i$  в (1.1) и (1.2) складывается из частоты ионизации плазменными электронами, быстрыми катодными и внешними электронами.

Подстановка выражений для  $v_i$  в (1.1) и (1.2) позволяет найти  $T_e$  путём решения соответствующих трансцендентных уравнений.

Усредненное значение концентрации плазмы в объёме ГРК можно найти из решения уравнения баланса энергии в ГРК. Примеры записи уравнений баланса энергии в ГРК будут рассмотрены далее. Однако, даже не решая уравнения баланса энергии, можно сказать, что  $n_e$  будет функцией тока разряда в ГРК.

Знание электронной температуры и концентрации плазмы в ГРК даёт возможность оценить плотности потоков электронов, которые определяют характеристики ГРК в плазменной эмиссионной системе. Как известно, из плазмы при низких и средних давлениях можно получить плотность электронного  $j_{e0}$  и ионного  $j_{i0}$  токов, которые определяются, соответственно, выражениями [1]–[6]

$$j_{e0} = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \quad \text{и} \quad j_{i0} \cong 0.4en_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}. \quad (1.3)$$

Плотности токов (1.3) являются плотностями токов насыщения, ввиду того что на “открытой” границе плазмы отсутствует потенциальный барьер, аналогичный потенциальному барьеру на поверхности твёрдого эмиттера.

Если отбор ионного тока происходит из сверхзвукового потока плазмы, имеющего скорость  $v_{пл}$ , то плотность эмиссионного тока будет определяться как  $j_i = en_e v_{пл}$ .

### 1.3. Влияние магнитного поля на процессы в ГРК

По отношению к магнитному полю плазма проявляет диамагнитные свойства. Поэтому, будучи помещённой в неоднородное магнитное поле, она смещается в область пространства, где индукция магнитного поля минимальна. Эта особенность плазмы используется для создания так называемых магнитных ловушек – областей, в которых реализуются условия для изоляции плазменных образований.

Для оценки степени влияния магнитного поля на плазму на количественном уровне используется безразмерный параметр Холла  $\beta$ , который можно представить следующим образом:

$$\beta = \omega\tau = eB/(mv).$$

Здесь  $\omega$  – циклотронная частота, описывающая вращение заряженной частицы по ларморовской окружности в плоскости, перпендикулярной вектору индукции магнитного поля ( $\omega = eB/m$ );  $\tau$  – время между двумя последовательными столкновениями;  $e$  и  $m$  – заряд и масса частицы;  $B$  – индукция магнитного поля;  $v$  – частота соударений заряженной частицы в плазме.

Ввиду того, что  $\tau = v^{-1}$ , для параметра Холла имеем  $\beta = \omega/v$ . Из анализа этого соотношения следует, что степень влияния магнитного поля на плазму тем сильнее, чем больше витков ларморовской спирали частица пройдет без соударений.

Поскольку частота соударений прямо пропорциональна давлению, степень воздействия магнитного поля на плазму возрастает при уменьшении давления плазмообразующей среды.

В силу того что массы электрона и иона сильно разнятся, степень воздействия на них магнитного поля различна, поэтому для оценки влияния магнитного поля на электроны и ионы плазмы вводят, соответственно, параметр Холла для электронов и ионов ( $\beta_e$  и  $\beta_i$ ), отношение которых примерно равно отношению масс электрона и иона. В связи с этим магнитное поле значительно раньше начинает воздействовать на электроны плазмы.

При рассмотрении лабораторной плазмы вводят также понятие замагниченности. Плазма считается замагниченной по тому или иному компоненту, если соответствующий ларморовский радиус  $R_{B\alpha}$  ( $\alpha$  – сорт заряженной частицы) значительно меньше характерного размера ГРК, в которой находится плазма. Обычно в магнитных полях с индукцией, не превышающей 1 Тл, плазма замагничена по электронному компоненту, а ионы на магнитное поле “реагируют” слабо.

В наиболее общем виде уравнение движения заряженной частицы сорта  $\alpha$  имеет вид

$$m_\alpha(d\mathbf{v}_\alpha/dt) = e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}_s, \quad (1.4)$$

где  $\mathbf{F}_s$  – сила неэлектромагнитного происхождения (гравитационная, центробежная и т. п.). Из решения (1.4) следует, что компонента скорости, направленная по магнитному полю, остается неизменной. Полная кинетическая энергия частицы не изменяется, поскольку вектор силы Лоренца  $\mathbf{F} = e[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$  перпендикулярен вектору скорости частицы и работа этой силы всегда равна нулю.

В плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{B}$ , частица вращается по ларморовской окружности с циклотронной частотой. Направление вращения зависит от знака заряда частицы. Внутри ларморовского круга внешнее магнитное поле и поле, создаваемое движущимся зарядом, вычитаются, а вне его – складываются, что свидетельствует о диамагнетизме, проявляемом заряженной частицей, который проявляется и для плазмы в целом.

Заряженные частицы при наличии в пространстве электрических и магнитных полей движутся по сложным трехмерным траекториям. Однако когда относительные изменения полей в пределах ларморовского круга малы, можно использовать так называемое адиабатическое приближение, при котором полную скорость частицы можно представлять в виде суммы скорости дрей-

фа ведущего центра и скорости вращения по ларморовской окружности вокруг ведущего центра.

Если силы электрического поля  $e\mathbf{E}$  и неэлектромагнитного происхождения  $\mathbf{F}_s$  отличны от нуля, но не зависят от координат, скорость движения частицы в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{B}$ , можно представить в виде  $\mathbf{v}_\alpha = \mathbf{v}_{\omega B} + \mathbf{v}_d$ , где  $\mathbf{v}_{\omega B}$  – скорость ларморовского вращения, а

$$\mathbf{v}_d = [(e\mathbf{E} + \mathbf{F}_s) \times \mathbf{B}] / (eB^2) \quad (1.5)$$

– скорость движения ведущего центра.

При  $\mathbf{F}_s = 0$  скорость электрического дрейфа  $\mathbf{v}_d = [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] / B^2$  не зависит от заряда частицы, поэтому электроны и ионы движутся как единое целое, а в плазме отсутствует поляризация.

Если электрическое поле и сила неэлектромагнитного происхождения изменяются медленно (справедливо адиабатическое приближение), к скорости, определенной по (1.5), добавляется член, обусловленный изменением силы вдоль траектории:

$$\mathbf{v}_d = \frac{m_\alpha}{eB^2} \left[ \frac{e\mathbf{E} + \mathbf{F}_s}{dt} \times \mathbf{B} \right], \quad \vec{v}_d = \frac{m_\alpha}{eB^2} \left[ \frac{e\vec{E} + \vec{F}_s}{dt} \times \vec{B} \right], \quad (1.6)$$

получивший название инерциального дрейфа. Анализ (1.5) и (1.6) показывает, что скорости электронов и ионов различаются как по значению, так и по направлению.

При движении частицы в неоднородном магнитном поле ларморовский радиус её орбиты изменяется, а магнитный момент вращающейся частицы  $\mu = (m_\alpha v_\alpha^2)_{\perp} / (2B) = \text{const}$ , т. е. остается инвариантным. Если в системе происходят медленные изменения, а движение остается неизменным, то его называют адиабатическим инвариантом.

Решение уравнения (1.6) для электронного компонента в случае, когда электрическое и магнитное поля взаимно перпендикулярны, а сила неэлектромагнитного происхождения представляет собой силу трения электронов об ионы, показывает следующее:

– магнитное поле не влияет на движение электронов в направлении вектора индукции магнитного поля;

– в наибольшей степени магнитное поле ограничивает движение электронов в направлениях по электрическому полю и перпендикулярном магнитному полю. Ограничение подвижности электрона в этом случае описыва-

ется выражением  $b_{e\perp} = b_{e0} / (1 + \beta_e^2)$ , где  $b_{e\perp}$  – проводимость поперёк магнитного поля;  $b_{e0}$  – подвижность в отсутствие магнитного поля;  $\beta_e$  – параметр Холла для электронного компонента;

– в направлении, перпендикулярном как индукции магнитного поля, так и напряженности электрического поля, подвижность  $b_{e\perp}$  в  $\beta_e$  раз больше, чем подвижность  $b_{e\parallel}$ ;

– если векторы электрического и магнитного полей ортогональны – ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ ), а давление плазмообразующей среды мало, то скорость дрейфа плазмы как целого перпендикулярна векторам электрического и магнитного полей и равна по модулю  $E/B$ .

#### 1.4. Пограничные области в ГРК

Объём ГРК ограничивается поверхностями, которые могут выполнять различные функции и изготавливаются как из металлов, так и из диэлектриков. По функциональному назначению эти поверхности можно разделить на катоды, аноды и изолированные стенки. Объёмная плазма в ГРК от пограничных поверхностей отделяется слоями пространственного заряда, в которых локализуется некоторая разность потенциалов.

Характер процессов в области катодного падения напряжения определяется в основном типом разряда, используемого в ГРК. В связи с этим описание его характеристик будет приведено при рассмотрении свойств систем на базе дуговых и тлеющих разрядов. Свойства же пристеночных и прианодных слоёв слабо зависят от типа разряда, вследствие чего их можно рассматривать в общем виде.

##### 1.4.1. Пристеночное падение напряжения

Основным граничным условием, определяющим параметры слоя, возникающего на границе “плазма – диэлектрическая стенка”, будет выступать равенство плотностей токов (потоков) положительно и отрицательно заряженных частиц ( $j_{e_{ст}}$  и  $j_{i_{ст}}$ ), что означает постоянство во времени заряда на стенке, а следовательно, и постоянство потенциала её поверхности. В простейшем случае, когда отсутствуют вторичные процессы, граничное условие принимает вид  $j_{e_{ст}} = j_{i_{ст}}$ .

Если принять, что размеры слоя  $d_{сд}$  существенно меньше длины свободного пути электронов и ионов ( $\lambda_e$  и  $\lambda_i$ ), т. е. слой считаем бесстолкновительным,

то в слое не будет размножения частиц и плотность тока ионов на стенке будет соответствовать эмиссионным плотностям токов ионов, получаемых из плазмы. Ввиду того что электроны более подвижны, чем ионы, а их ток из плазмы существенно превышает ток ионов в слое, должно существовать поле, которое будет тормозить электроны, чтобы выровнять потоки ионов и электронов на стенке. В таком случае потенциал стенки по отношению к потенциалу плазмы будет отрицательным.

С учётом бесстолкновительного характера движения электронов в тормозящем поле граничное условие для диэлектрической стенки можно представить в виде

$$j_{\text{ст}} = j_{e0} \exp\left(-\frac{eU_{\text{ст}}}{kT_e}\right) = j_i. \quad (1.7)$$

Из (1.7) можно найти потенциал, до которого заряжается изолированная стенка:

$$U_{\text{ст}} = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_{e0}}{j_{i\text{ст}}}. \quad (1.8)$$

С учётом (1.6) из (1.8) получим, что

$$U_{\text{ст}} = \frac{kT_e}{e} \ln \sqrt{\frac{m_i}{4\pi m_e}}. \quad (1.9)$$

Оценки по (1.9) показывают, что  $U_{\text{ст}}$  может достигать нескольких десятков вольт. В рассматриваемом приближении для оценки протяженности слоя ( $d_{\text{сл}}$ ) можно использовать закон “степени 3/2”, в котором распределение потенциала будет определяться объёмным зарядом ионов в слое, тогда

$$d_{\text{сл}}^2 = 5,46 \cdot 10^{-8} \frac{U_{\text{ст}}^{3/2}}{\sqrt{\mu} \cdot j_{i\text{ст}}},$$

где  $\mu$  – молекулярная (атомная) масса плазмообразующего газа (иона);  $\mu = 1$  для  $\text{H}^+$ ;  $d$  – в [см];  $U_{\text{ст}}$  – в [В];  $j_{i\text{ст}}$  – в [А/см<sup>2</sup>].

В более сложных случаях при расчёте значения  $U_{\text{ст}}$  необходимо решать уравнение баланса потоков заряженных частиц на всей поверхности стенки, контактирующей с плазмой. При этом параметры слоя (падение напряжения и протяженность) будут зависеть от координаты.

В рассматриваемом случае потенциал стенки по отношению к потенциалу плазмы будет отрицательным, в результате чего на границе “плазма – стенка”

будет отсутствовать барьер, препятствующий уходу ионов, что приведёт к снижению эффективности использования ионов, генерируемых в объёме ГРК при формировании потоков ионов или плазмы.

Поменять знак пристеночного падения напряжения можно, если вблизи поверхности стенки организовать магнитное поле, силовые линии которого тангенциальны её поверхности. При этом напряженность магнитного поля должна быть такой, чтобы плазма была “замагничена” по электронной компоненте. Минимальное значение тангенциальной составляющей индукции магнитного поля, при котором пристеночное падение обращается в ноль, можно оценить из условия равенства подвижностей электронов и ионов, движущихся по вектору электрического поля перпендикулярно магнитному.

#### ***1.4.2. Прианодное падение напряжения***

Возникновение слоя анодного падения напряжения обусловлено необходимостью выполнения закона непрерывности тока в ГРК, в соответствии с которым ток заряженных частиц из плазмы должен равняться анодному (т. е. разрядному) току  $I_p$ , протекающему по внешней цепи.

Если приёмная поверхность анода ( $S_a$ ) достаточно велика, так что выполняется неравенство  $j_{e0}S_a > I_p$ , то вблизи анода формируется отрицательное анодное падение, появление которого уменьшает ток плазменных электронов на анод. При этом значение падения напряжения в прианодном слое можно оценить из выражения

$$j_{e0}S_a \exp\left(-\frac{eU_a}{kT_e}\right) = I_p,$$

откуда

$$U_a = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_{e0}S_a}{I_p}. \quad (1.10)$$

Отрицательное анодное падение напряжения будет также увеличиваться в том случае, когда на анод падают быстрые катодные электроны, не успевшие растратить свою энергию. Выражение (1.10) в этом случае следует записать с учётом появления на аноде потока быстрых электронов:

$$U_a = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_{e0}S_a}{I_p - I_{a\delta}}, \quad (1.11)$$

где  $I_{a\delta}$  – ток быстрых электронов на аноде.



Выражения (1.10) и (1.11) записаны без учёта того обстоятельства, что при  $U_a < 0$  на анод из плазмы пойдут ионы. При учёте тока ионов на анод ( $I_{i_a}$ ) выражение (1.11) примет вид

$$U_a = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_{e0} S_a}{I_{i_a} + I_p S_a - I_{a0}}.$$

Если соотношение между токами электронов из плазмы на анод и током разряда изменится на противоположное ( $j_{e0} S_a / I_p$ ), то вблизи анода сформируется положительное анодное падение. При его появлении либо увеличивается эффективная площадь анода, либо в слое начинается размножение электронов, поступающих на границу слоя из плазмы.

### 1.5. Катодные узлы с ненакаливаемыми эмиттерами

Проблема создания долговечного и экономичного катода является одной из основных при разработке любого газоразрядного или вакуумного прибора или устройства, так как его параметры очень часто определяют характеристики всего устройства в целом. Поэтому проводятся работы по усовершенствованию конструкций и характеристик различных катодных материалов и систем, а также разрабатываются новые типы конструкций, более полно удовлетворяющих требованиям различных областей электроники [1.6], [1.7].

Накалённые катоды, как правило, не терпят аварийных разгерметизаций в накалённом состоянии и имеют ограниченный срок службы при работе в среде реактивных газов. Поэтому в плазменных эмиссионных системах технологического назначения часто отдаётся предпочтение ненакаливаемым от внешних источников энергии катодам [1.3], [1.8], [1.9].

В качестве материалов для ненакаливаемых катодов наибольшее распространение получили W, Ta, Mg, Al, Cu, сталь X18H10T, Hg, Ga, In.

Для получения импульсных электронных токов большой силы (до 100 кА) и энергий (до 1...10 МэВ) при длительностях  $10^{-8}$ ... $10^{-6}$  с используются устройства с катодами, работающими в режиме взрывной эмиссии. К недостаткам таких устройств следует отнести возможные нестабильности от импульса к импульсу, так как каждый акт эмиссии сопровождается необратимым изменением поверхности катода, и принципиальное ограничение длительности импульса тока временем пролёта плазмы от катода к аноду (к

настоящему времени в проведенных исследованиях удалось увеличить длительность импульса до  $10^{-4}$  с при снижении амплитуды тока до 10...50 А).

В стационарных плазменных источниках, работающих с дуговыми разрядами, применяются вольфрамовые, медные, магниевые, а также жидкометаллические катоды из Hg, Ga и In. К положительным качествам следует отнести возможность получения больших токов и сравнительно большой срок службы (до 200 ч) для катодов из W и Mg и практически бесконечный – для жидких регенерируемых катодов. Недостатками их является ограничение снизу по рабочим токам, низкая стабильность разрядного тока во времени, большая эрозия материала катода.

В технологических системах наибольшее распространение получили катодные узлы, в которых эмиссия электронов осуществляется за счёт вторичной ионно-электронной эмиссии (используются в ГРК на базе тлеющих разрядов), и катодные узлы ГРК на базе самостоятельных вакуумно-дуговых разрядов.

Далее остановимся на описании характеристик катодных узлов ГРК на базе тлеющих разрядов (катодные процессы в ГРК на базе вакуумных дуговых разрядов рассмотрены в литературе, в частности, в [15, гл. 3]).

### ***1.5.1. Особенности тлеющих разрядов в ГРК при низких давлениях***

Разряды низкого давления возбуждаются в условиях, характерных для левой ветви кривой Пашена, когда длины свободного пути заряженных частиц  $\lambda_{e,i}$  могут быть сравнимы или даже превышать характерный размер ГРК. В этих условиях процессы в области катодного падения напряжения и в плазме положительного столба разряда нельзя рассматривать независимо, ввиду того что ионы, образованные в плазме, могут достигать катода, а быстрые катодные электроны будут расходовать в объёме плазмы ПС разряда приобретенную в области катодного падения напряжения энергию [1.6].

Газоразрядные камеры СЭП могут иметь больше двух электродов и несколько источников электрического питания, подключаемых к различным электродам. В этом случае плазменные устройства на базе разрядов низкого давления можно рассматривать как системы из нескольких взаимодействующих между собой разрядных промежутков, один из которых выбирается в качестве основного, а остальные считаются вспомогательными. При таком подходе разряд в основном промежутке можно представлять как самостоятельный тлеющий, а различные факторы, определяющие поступление быстрых электронов в разрядный объём, учитывать чисто формально путём кор-

ректировки значения коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии материала катода, вводя его эффективное значение ( $\gamma_{\text{эф}}$ ). Тогда ток в цепи катода основного разрядного промежутка (т. е. ток разряда) можно будет записать следующим образом:

$$I_{\text{к}} = (1 + \gamma_{\text{эф}}) I_{\text{и к}}, \quad (1.12)$$

где  $I_{\text{и к}}$  – полный ток ионов на катод. Этот ток может быть обусловлен ионизацией газа в разрядном промежутке собственно вторичными электронами или электронами, эмитированными из катода, ионизацией газа электронами из вспомогательных разрядов или образовавшимися на катоде за счёт других факторов, а также потоком ионов на катод, обусловленным внешней инжекцией ионов в основной разрядный промежуток из вспомогательных источников.

Условие самостоятельности тлеющего разряда в основном промежутке в принятой модели запишется следующим образом:

$$N_{\text{i}}(1 + \delta_{\text{i}})\xi_2 = \gamma_{\text{эф}}^{-1}, \quad (1.13)$$

где  $N_{\text{i}}$  – число ионов, образующихся в разряде в расчёте на один электрон, выходящий из катода;  $\delta_{\text{i}}$  – отношение числа ионов, инжектируемых в разрядный промежуток из вспомогательных источников, к числу генерируемых в нём;  $\xi_2$  – доля ионов, попадающих на катод из разрядного промежутка. Величину  $N_{\text{i}}$  можно определить также как

$$N_{\text{i}} = \xi_1 \left[ \frac{eU_{\text{р}}}{W_0} + \delta_{\text{е}} \frac{e(U_{\text{р}} + U_{\text{е п}})}{W'_0} \right], \quad (1.14)$$

где  $\xi_1$  – доля энергии, расходуемая быстрыми катодными электронами при столкновениях до их ухода из основного разрядного промежутка;  $e$  – заряд электрона;  $U_{\text{р}}$  – падение напряжения в разрядном промежутке;  $W_0$  – средние затраты энергии на один акт ионизации электронным ударом при начальной энергии быстрого электрона  $eU_{\text{р}}$ ;  $W'_0$  – то же при начальной энергии быстрого электрона  $e(U_{\text{р}} + U_{\text{е п}})$ ;  $eU_{\text{е п}}$  – энергия электронов, входящих из вспомогательного разрядного промежутка в основной;  $\delta_{\text{е}}$  – отношение числа электронов, инжектируемых в разрядный промежуток из вспомогательных источников, к числу генерируемых в нём.

Из выражений, определяющих условия самостоятельности разряда, можно найти падение напряжения в основном разрядном промежутке:

$$U_p = \frac{W_0}{e} \left[ \frac{1}{\gamma_{\text{эф}} \xi_1 \xi_2 (1 + \delta_i)} - \delta_e \frac{e(U_{\text{еп}})}{W_0'} \right] \left( 1 + \delta_e \frac{W_0}{W_0'} \right)^{-1} \quad (1.15)$$

Выражения (1.12)–(1.15) можно рассматривать как основные уравнения обобщенной многопараметрической модели газоразрядного промежутка при низких давлениях. Значения параметров в ней могут быть рассчитаны независимо, получены на основании экспертных оценок или из обработки данных экспериментов.

Анализ (1.15) показывает, что предложенный подход позволяет с единых позиций описывать характеристики от полностью самостоятельных тлеющих разрядов, когда  $\gamma_{\text{эф}}$  определяется исключительно  $\gamma$ -процессами на катоде, до полностью несамостоятельных разрядов (например, разрядов с накали́нным катодом), когда выход электронов из катода определяется его температурой.

Эффективность применения выражения (1.15) для оценки падения напряжения на разрядном промежутке особенно наглядно видна в случае полностью самостоятельного тлеющего разряда, когда  $\delta_e = \delta_i = 0$ ,  $\gamma_{\text{эф}} = \gamma$ . Тогда (1.15) запишется в виде

$$U_p = \frac{W_0}{e\gamma\xi_1\xi_2}. \quad (1.16)$$

Выражение (1.16) правильно описывает известные из практики ситуации. При низких давлениях напряжение горения тлеющего разряда минимально ( $U_{p \text{ мин}}$ ) в условиях развитого эффекта полого катода, когда быстрые катодные электроны вследствие осцилляций полностью растрачивают приобретаемую в электрических полях энергию на ионизацию и сопутствующие процессы, а почти все ионы, образовавшиеся в катодной полости, бомбардируют её поверхность и участвуют в генерации потока быстрых первичных электронов. В этом случае из (1.16) имеем  $U_{p \text{ мин}} = W_0 / (e\gamma)$ .

В случае открытого катода при отсутствии условий для осцилляций быстрых катодных электронов доля энергии, теряемая ими на ионизацию ( $\xi_1$ ), мала. Поэтому, даже если  $\xi_2 \approx 1$ , из (1.16) следует, что  $U_p$  на газоразрядном промежутке будет сильно возрастать. Разряд при этих условиях получил название высоковольтного тлеющего разряда низкого давления (ВТРНД).

Несамостоятельность тлеющего разряда может быть обусловлена инжекцией в область ГРК потока электронов или ионов из внешнего генератора

заряженных частиц или поступлением электронов из катода за счёт термоэмиссии при его разогреве за счёт мощности, подводимой от вспомогательного источника накала.

Для количественной оценки влияния указанных факторов на ток тлеющего разряда можно ввести понятие степени несамостоятельности разряда по току, которую можно определить как

$$S_{\text{нс}} = \frac{I_{\text{рвн}}}{I_{\text{рвн}} + I_{\text{р}\gamma}} \quad (1.17)$$

Здесь  $I_{\text{рвн}}$  – доля тока в общем разрядном токе, обусловленная влиянием внешних факторов;  $I_{\text{р}\gamma}$  – доля тока в общем разрядном токе, обусловленная  $\gamma$ -процессами на катоде. Как следует из (1.17),  $S_{\text{нс}} = 0$  для самостоятельного разряда и  $S_{\text{нс}} = 1$  – для несамостоятельного разряда.

Результаты экспериментального и теоретического исследования процессов в полых катодах подробно описаны в работах Б. И. Москалева и А. С. Метеля [1.10], [1.11].

При токах 5...7 А разряд при определённых условиях (по расходу газа и силе магнитного поля) из тлеющей формы может перейти в дуговую с распределенной эмиссией, при этом напряжение горения снижается до 50...70 В, а ток дуги возрастает до значения, ограниченного внешним балластом. Поверхность катода в некотором сечении разогревается до высокой температуры, и основным механизмом, поставляющим электроны в плазму, становится термоэмиссия. При невыполнении указанных условий тлеющий разряд переходит в дуговой разряд с катодным пятном.

## **1.6. Способы повышения эффективности генерации заряженных частиц в ГРК**

Эффективность работы ГРК будет связана с удельными энергетическими затратами на формирование потока электронов или ионов, используемого для дальнейшего применения. Эта эффективность будет определяться, с одной стороны, необходимыми затратами энергии на генерацию потока заряженных частиц, а с другой стороны, степенью использования заряженных частиц, рожденных в объёме ГРК.

Газоразрядные камеры плазменных эмиссионных систем работают, как правило, в диапазоне давлений  $10^{-2}$ ...10 Па. При этих давлениях процессы

объёмной рекомбинации в большинстве случаев не оказывают существенного влияния на функционирование ГРК. Унос заряженных частиц из объёма ГРК будет происходить на электроды, стенки и через эмиссионные поверхности, на которых формируются полезно используемые потоки заряженных частиц или плазмы. Уменьшить потоки заряженных частиц на стенки и электроды ГРК можно:

- увеличением отношения площади эмиссионной поверхности к площади потерь (суммарная площадь поверхности электродов и стенок);
- созданием в ГРК плазмы с неоднородной концентрацией, в которой максимум концентрации будет наблюдаться на эмиссионной поверхности, а вблизи электродов и стенок она будет минимальной;
- воздействием на характеристики пристеночного или приэлектродного слоёв с целью снижения скорости ухода заряженных частиц из объёма ГРК.

При типичных разрядных условиях в ГРК длина свободного пути электронов ( $\lambda_e$ ), как правило, превышает размеры приэлектродных и пристеночных областей, а часто и характерные размеры ГРК  $L$ . Это приводит к тому, что электроны, вышедшие из катода, проходят область катодного падения напряжения практически без соударений, и на выходе из неё будут иметь энергию, определяемую падением напряжения в катодном падении напряжения. Если не принимать специальных мер, электроны, покидающие объём ГРК, не успеют растратить энергию на столкновения и унесут её из разряда, что крайне нежелательно. Таким образом, для утилизации в разрядном объёме энергии, запасаемой электроном в катодном падении, необходимо, чтобы длина траектории быстрого катодного электрона в объёме ГРК, по крайней мере, на порядок превышала его среднюю длину свободного пути. Удовлетворить этому требованию можно при организации осцилляции катодных электронов в объёме ГРК:

- в электрических полях (электростатическое удержание электронов, разряд с полым катодом [1.11]);
- в скрещенных электрическом и магнитном полях (замкнутый дрейф электронов, магнетронный разряд [25], [27], [1.12]);
- при совмещении первых двух условий (разряды Пеннинга [1], [2], [8], [1.3]).

Если не применять специальных мер, потенциал плазмы в объёме ГРК, как правило, превышает потенциал анода на величину потенциала порядка электронной температуры  $kT_e$ , потенциал изолированных стенок – на вели-

чину порядка  $7 kT_e$  и, естественно, потенциал катода – на величину катодного падения напряжения. Плотность ионного тока, идущего на указанные поверхности, будет определяться ионным током насыщения  $j_{i0}$ . Естественно, что эти ионы будут уносить энергию из ГРК и увеличивать энергетические затраты на получение потока заряженных частиц, эмитируемого с эмиссионной поверхности.

Уменьшить поток энергии, уносимой из ГРК ионами, можно, создав условия, при которых потенциал плазмы относительно анода и стенок станет отрицательным, а скорость ухода из плазмы электронов будет существенно уменьшена. Рассмотренная ситуация может быть реализована путём создания у поверхности анода и стенок тангенциального магнитного поля с индукцией, удовлетворяющей определённым требованиям.

В поперечном магнитном поле коэффициенты подвижности и диффузии электронов и ионов уменьшаются в  $(1 + \beta^2)$  раз. Здесь  $\beta = \omega\tau$  – параметр Холла, где  $\omega$  – циклотронная частота;  $\tau$  – время между двумя последовательными столкновениями. Циклотронная частота определяется соотношением  $\omega = (e/m)B$ , в котором  $e$  – заряд частицы;  $m$  – её масса;  $B$  – индукция магнитного поля.

Потенциал изолированной стенки по отношению к плазме будет менять знак при выполнении условия  $b_{e0}/(1 + \beta_e^2) = b_{i0}/(1 + \beta_i^2)$  и становится положительным, если левый член приведенного выражения будет меньше правого члена.

Для повышения эффективности генерации заряженных частиц в ГРК можно также предложить использование эффекта усиления тока в плазме (УПТ) [1.13]. В стационарном режиме поток ионов на изолированную стенку уравнивается потоком электронов. При этом на стенке устанавливается так называемый плавающий потенциал. Если же на стенку подать более отрицательный потенциал, чем плавающий, от источника напряжения, подключенного положительным полюсом к аноду ГРК, то в цепи анода разрядный ток увеличится на величину ионного тока на стенку. Использование эффекта УПТ особенно перспективно в ГРК на базе тлеющего разряда, в которых значение катодного падения напряжения лежит в диапазоне 300...600 В, а развитый эффект УПТ будет наблюдаться уже при подаче на стенку потенциала порядка 50 В.

### Список литературы к главе 1

- 1.1. Вольпяс В. А., Козырев А. Б. Физика слабоионизованной плазмы (прикладные вопросы ионно-плазменного распыления). – СПб.: ТОО “Складень”, 1997.
- 1.2. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. – М.: Мир, 1976.
- 1.3. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток / под ред. Л. А. Сена и В. Е. Голанта. – М.: Наука, 1971.
- 1.4. Велихов В. Е., Ковалев А. С., Трофимов А. Г. Физические явления в газоразрядной плазме. – М.: Наука, 1987.
- 1.5. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987.
- 1.6. Барченко В. Т., Быстров Ю. А., Колгин Е. А. Ионно-плазменные технологии в электронном производстве / Под ред. Ю. А. Быстрова. – СПб.: Энергоатомиздат. Санкт-Петербург. отд-ние, 2001.
- 1.7. Данилин Б. С., Киреев В. Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
- 1.8. Саксаганский Г. Л. Электрофизические вакуумные насосы. – М.: Энергоатомиздат, 1988.
- 1.9. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. – М.: Наука, 1970.
- 1.10. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. – М.: Энергия, 1969.
- 1.11. Метель А. С., Григорьев С. Н. Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов. – М.: Янус-К; ИЦ ГОУ МГТУ “Станкин”, 2005.
- 1.12. Морозов А. И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. Т. 1: Элементы динамики потоков в ЭРД. – М.: Атомиздат, 1978.
- 1.13. Барченко В. Т., Потсар А. А. Распределение концентрации нейтралов в плазменных источниках заряженных частиц // Вакуумные и газоразрядные приборы. – Л., 1974. – С. 63–71 (Изв. ЛЭТИ. Вып. 140).



## **2. ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОНОВ С ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ НА БАЗЕ ТЛЕЮЩИХ РАЗРЯДОВ**

Как уже упоминалось в гл. 1, одним из наиболее востребованных типов разряда, используемых в СЭП, являются тлеющие разряды, поэтому в данной главе основное внимание уделено именно этим разрядам. При изложении материала использовалась адаптированная информация из работы [15], содержащей оригинальные результаты, полученные Н.В. Гавриловым, В.А. Груздевым, В.Г. Залесским, Н.Н. Ковалем, Е.М. Оксом, Н.Г. Ремпе, П.М. Щаниным и другими авторами при исследовании генераторов эмитирующей плазмы на базе тлеющих разрядов, а также информация из публикаций авторов-разработчиков газоразрядных коммутрующих приборов с плазменным эмиттером электронов (см. список литературы в конце данной главы).

### **2.1. Концепция плазменного эмиттера электронов**

В настоящее время высокоэнергетичные электронные пучки формируются с помощью плазменных образований двумя принципиально различными способами [2.1, 2.2]. Первый из них заключается в том, что эмиссия электронов, их ускорение и формирование пучка осуществляются высоковольтном тлеющем разряде (ВТР), и параметры электронного пучка зависят от всех условий ВТР, в частности от давления газа [2.1]. Ускорение электронов в электродных структурах с ВТР может осуществляться в катодном падении потенциала, практически равном напряжению горения ВТР, или в анодном падении потенциала, также практически равном напряжению горения ВТР.

Если области ВТР и воздействия электронного пучка на материалы не имеют газодинамического разделения, то газовыделение, сопровождающее технологический процесс, существенно влияет на давление газа в области ВТР и параметры электронного пучка. Это требует решения проблемы стабилизации параметров газовой среды и электронного пучка и затрудняет использование простых электродных структур с ВТР для реализации относительно прецизионных электронно-лучевых технологий. Однако при газодинамическом разделении электронной пушки и технологической камеры, что на практике реализуется достаточно просто, достигается устойчивая работа ВТР пушек и они успешно используются для сварки, испарения материалов в технологии нанесения покрытий, термической модификации поверхности изделий, плавки, плазмохимической обработки и решения других задач [2.1]. Отметим большие успехи лаборатории электронно-лучевых технологий кафедры элек-

тронных приборов и устройств НТУУ “КПИ” в области разработки и применений таких пушек [2.3].

Второй способ формирования электронного пучка с помощью плазменных образований заключается в том, что плазма формируется с помощью обычно низковольтного аномального тлеющего разряда постоянного тока или с высокочастотным питанием [2.2]. Для получения аксиальных пучков небольшого диаметра, как правило, применяют электродные структуры с малым объёмом (порядка кубического сантиметра). Выход плазменных электронов в область ускорения и формирования пучка, а также газодинамическая связь областей формирования плазмы и ускорения пучка осуществляются через отверстие малого диаметра (порядка миллиметра). Это обеспечивает значительный перепад давлений между областями формирования плазмы ( $1 \dots 10$  Па) и ускорения электронного пучка и позволяет поддерживать достаточно низкое давление в областях ускорения ( $10^{-2} \dots 10^{-1}$  Па) и технологического использования электронного пучка ( $10^{-2} \dots 1$  Па). В этих условиях влияние газоотделения и повышения давления в технологической области, сопровождающих технологический процесс электронно-лучевого воздействия, на параметры формируемой плазмы и электронного пучка оказывается незначительным. Перепад давлений между областями формирования разряда и электронного пучка определяется геометрическими размерами эмиссионного канала, скоростью откачки газа из вакуумной камеры и напуском плазмообразующего газа, который осуществляется в газоразрядную структуру. Поэтому для обеспечения оптимальных условий эмиссии электронов в конкретном технологическом процессе целесообразно контролировать напуск газа, а не давление в газоразрядной камере.

Геометрические размеры (диаметр, длина) отверстия, соединяющего области формирования плазмы и ускорения электронов, обычно выбираются такими, чтобы плазма проникала в это отверстие, называемое эмиссионным каналом. Электрод, в котором сделан эмиссионный канал, называют эмиссионным или эмиттерным. С другой стороны, в эмиссионный канал проникает ускоряющее для электронов поле. Глубина проникновения плазмы в эмиссионный канал зависит от её концентрации и разности потенциалов плазмы и стенок эмиссионного канала. Глубина проникновения ускоряющего поля в канал зависит от напряженности ускоряющего поля у входа в эмиссионный канал со стороны ускоряющего электрода и от диаметра канала.

Как правило, потенциал стенок эмиссионного канала оказывается ниже потенциала проникающей в него плазмы. Это приводит к возможности возникновения в эмиссионном канале различных ситуаций, общим для которых является формирование в канале плазменной поверхности (границы плазмы), разделяющей область плазмы и область объёмного заряда в электрическом поле, к которому не применимо понятие плазмы. Различие ситуаций обусловлено распределением электрического поля у границы плазмы. Более подробно эти ситуации рассмотрены в 2.3.

Через формирующуюся в эмиссионном канале плазменную поверхность (границу плазмы) плазменные электроны за счёт тепловых скоростей выходят в область объёмного заряда и промежуток ускорения их. В этом просматривается определённая аналогия с известными эмиссионно-оптическими структурами на основе термоэмиттеров. Поэтому представляется возможным рассматривать формирующуюся в эмиссионном канале (а в некоторых случаях вне его) плазменную поверхность в качестве плазменного эмиттера электронов (или ионов) с присущими только ему физическими свойствами и характеристиками. Однако, несмотря на наличие специфических свойств плазменного эмиттера, методика анализа построения электронно-оптических систем на его основе оказывается во многом подобной используемой для электронно-оптических систем с термокатодами.

В плазменных источниках электронов для формирования пучков с большим поперечным сечением (ИЭП ПБС) плазменная эмитирующая поверхность с площадью, практически равной площади сечения пучка, формируется с помощью эмиссионного/эмиттерного электрода такой же площади с перфорацией его малыми отверстиями (эмиссионными каналами) или электрода из одинарной или двойной сетки.

Плазменный источник электронов – это, как правило, газоразрядное устройство, генерирующее плазму, из которой электроны через канал в одном из электродов или через систему каналов (сеточный электрод) выходят в ускоряющий промежуток с низким или средним давлением остаточного газа. Поскольку газоразрядная плазма, как правило, заряжена положительно относительно электродов газоразрядной структуры и отделена от них пристеночным слоем объёмного заряда [2.4], эмиссионная способность ИЭП существенно зависит от потенциала плазмы относительно электрода с эмиссионным каналом (эмиттерным электродом) или системы каналов (перфорированный или сеточный эмиттерный электрод). В технологических ИЭП эмит-

терный электрод может иметь относительно плазмы отрицательный катодный (несколько сотен вольт), отрицательный анодный (несколько десятков вольт) или промежуточный потенциал. Поэтому эмиссия электронов из плазмы в ускоряющий промежуток может осуществляться через некоторый потенциальный барьер. В случае сильного проникновения поля ускоряющего электрода в канал потенциальный барьер вследствие суперпозиции полей ускоряющего электрода и поля пристеночного слоя в эмиссионном канале исчезает, и эмиссия электронов из плазмы осуществляется через “открытую” поверхность плазмы, т. е. формируемую в основном ускоряющим полем.

## 2.2. Генераторы эмитирующей плазмы

Для получения электронных пучков с плотностью тока и яркостью, необходимой для технологического применения, в разряде должна формироваться плазма, обеспечивающая высокую плотность эмиссионного тока ( $\sim 100 \text{ А/см}^2$ ) [2.1], [2.2], [2.5], что возможно либо за счёт высокой концентрации электронов порядка  $10^{18} \text{ м}^{-3}$  в области эмиссионного канала, либо за счёт процессов в разряде, обеспечивающих эффективное переключение электронов из всего объёма плазмы в эмиссионный канал. При формировании сфокусированных электронных пучков нецелесообразно обеспечивать высокие значения концентрации плазмы во всем объёме разрядной камеры, поскольку снижается экономичность электронного источника и возрастают тепловые нагрузки на электроды [2.1]. В этом случае предпочтительным является использование разрядов с большой степенью неоднородности распределения концентрации плазмы в разряде с максимумом концентрации на оси эмиссионного канала. При формировании электронных пучков большого сечения плазма обычно формируется в большом объёме и реализуются условия переключения плазменных электронов из всего объёма плазмы с тем, чтобы обеспечить требуемое значение эмиссионного тока при наименьших энергетических затратах на формирование эмитирующей плазмы.

В ИЭП с высокой плотностью эмиссионного тока наиболее часто используются газоразрядные структуры с полым катодом [2.1], [2.6] или модифицированные на их основе структуры с различной формой полого катода и использованием скрещенных  $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ -полей [2.7]–[2.9].

Электродная структура и вольт-амперная характеристика (ВАХ) разрядов с полым катодом приведены на рис. 2.1. В начале ионизационные процессы происходят в пространстве между плоскими частями катодов 1, 3 с па-

параллельным поверхности анода магнитным полем, которое препятствует уходу электронов на анод из плазмы. На этой стадии, которая соответствует отражательному разряду (разряду Пеннинга), напряжение горения  $U_d$  достигает  $\sim 400$ - $600$  В (рис. 2.1 б – участок  $AB$ ), а разрядный ток  $I_d$  и концентрация плазмы увеличивается до значений, соответствующих току  $I_{кр}$ , при которых возникает эффект полого катода [2.6], тем самым инициируя переход разряда в стадию разряда с полым катодом (рис. 2.1 б – участок  $CD$ ). При этом ток разряда резко возрастает, а напряжение горения снижается до  $300 \dots 400$  В. Этот процесс обусловлен проникновением плазмы в полость и резким увеличением интенсивности ионизации газа за счёт высокоэнергетичных плазменных электронов с энергией выше потенциала ионизации плазмообразующего газа и осциллирующих быстрых электронов, эмитированных катодом в результате ионно-электронной эмиссии.

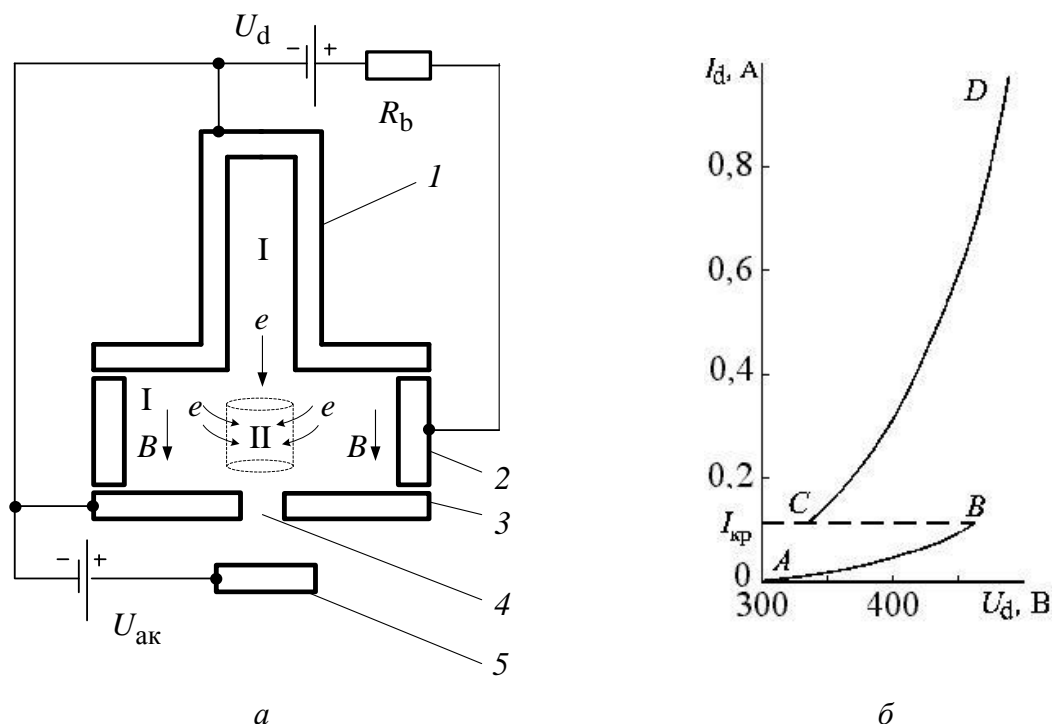


Рис. 2.1. Отражательный разряд с полым катодом [2.12]:  $a$  – электродная система ( $1$  – полый катод;  $2$  – анод;  $3$  – отражательный катод;  $4$  – эмиссионный канал;  $5$  – ускоряющий (извлекающий) электрод;  $U_d$  – напряжение горения разряда;  $U_{ак}$  – ускоряющее напряжение;  $R_b$  – балластное сопротивление;  $B$  – индукция магнитного поля. Значение напуска плазмообразующего газа (воздух)  $2.5 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$  ( $90 \text{ атм} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$ );  $b$  – вольт-амперные характеристики (участок  $AB$  – тлеющий разряд в отсутствие эффекта полого катода; участок  $CD$  – тлеющий разряд с полым катодом)

Наличие магнитного поля в межкатодном пространстве и высокая степень ионизации газа в катодной полости обеспечивают высокую степень не-

однородности плазмы с максимумом концентрации её в области эмиссионного канала и достаточно высоким значением концентрации в максимуме при сравнительно невысоких токах разряда.

Однако необходимость инициирования разряда с полым катодом требует дополнительных электротехнических решений для обеспечения приемлемых характеристик зажигания и горения разряда с полым катодом и означает существование некоторого минимально возможного значения тока разряда, а значит и тока эмиссии. Это усложняет систему управления ИЭП на основе разряда с полым катодом и затрудняет получение слаботочных электронных пучков, которые могут быть использованы, например, для сварки и пайки тонких материалов (фольги), а также в режиме настройки пушки – при наводке на стык и автоматическом слежении за стыком и зоной сварки.

Кроме этого, ионная бомбардировка эмиттерного электрода с катодным потенциалом в области эмиссии приводит к изменению геометрии эмиссионного канала, изменению газодинамических условий и эмиссии, а также снижает ресурс ИЭП.

Для увеличения плотности плазмы и, соответственно, плотности тока эмиссии в таких ИЭП используется дуговой разряд с напряжением горения 80...100 В и токами разряда в стабильном режиме более 1.5 А. Для сохранения осевой неоднородности распределения концентрации плазмы в таком разряде необходимо принимать меры по локализации катодного пятна в полости, что достигается включением в полость вставок из материалов с высоким давлением паров (магний) или с высокими термоэмиссионными параметрами (тантал) [2.9], [2.10]. Ресурс и стабильность параметров плазменного эмиттера на основе дугового разряда ниже, чем при использовании аномального тлеющего разряда.

Увеличения ресурса такого типа ИЭП можно достичь повышением потенциала эмиттерного электрода. Это, в частности, обеспечивается включением в электронную структуру ИЭП дополнительного изолированного электрода 4 (рис. 2.2 а) в качестве эмиттерного [2.11], что не приводит к усложнению системы электропитания и управления плазменным эмиттером. Электрод 3 сохраняет функции отражательного электрода, а установленный под ним дополнительный электрически изолированный электрод 4 с эмиссионным каналом приобретает “плавающий” потенциал, который существенно выше катодного. Это приводит к некоторому снижению концентрации плазмы на

оси разряда за счёт повышения ухода плазменных электронов на изолированный эмиттерный электрод как на стадии разряда до возникновения эффекта полого катода, так и в режиме горения разряда с полым катодом. В результате незначительно увеличивается напряжение горения разряда (на 20...30 В) (параллельное смещение характеристик в область больших разрядных напряжений (рис. 2.2 б – кривые 1, 2)), а также повышается нижнее значение тока разряда, при котором реализуется эффект полого катода (с 50 мА – в случае катодного потенциала эмиттерного электрода, до 120 мА – в случае изолированного эмиттерного электрода при прочих равных условиях). В целом вследствие малой относительно отражательного катода площади изолированного эмиттерного электрода, контактирующей с плазмой, условия зажигания и горения разряда остаются приемлемыми при значительном повышении ресурса и возможности использования эмиссионных каналов в более широком диапазоне геометрических размеров.

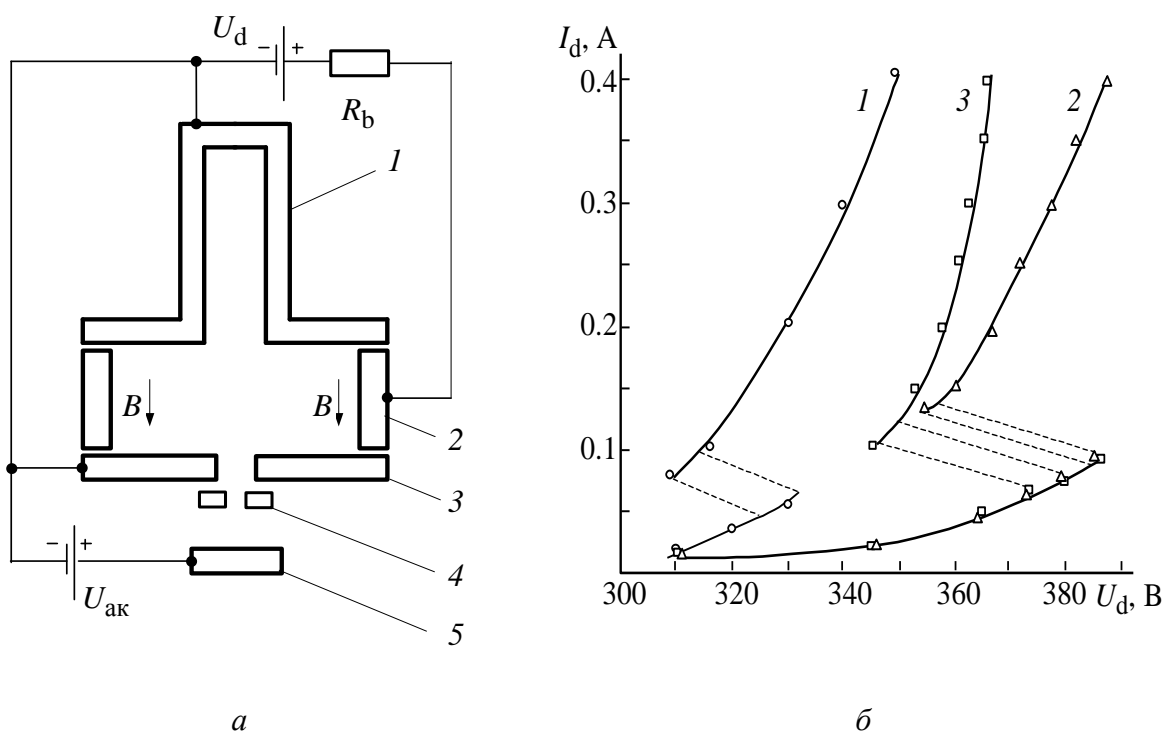


Рис. 2.2. Отражательный разряд с полым катодом и изолированным эмиттерным электродом [2.11]: а – электродная система (1 – полый катод; 2 – анод; 3 – отражательный катод; 4 – изолированный электрод с эмиссионным каналом; 5 – ускоряющий (извлекающий) электрод); б – вольт-амперные характеристики (1 – отражательный разряд с полым катодом; 2, 3 – разряд с полым катодом и изолированным эмиттерным электродом. Газ (воздух): 1, 2 – 1.25 мПа · м<sup>3</sup>/с (45 атм · см<sup>3</sup>/ч); 3 – 2.5 мПа · м<sup>3</sup>/с (90 атм · см<sup>3</sup>/ч))

Другим вариантом генератора плазмы является газоразрядная структура, в которой реализуются переключения в эмиссионный канал электронного тока из всего объёма плазмы. Однако переключение должно быть ограниченным для сохранения эффективности ионизации газа и стабильности горения разряда.

На рис. 2.3 *а* представлена электродная структура и ВАХ модифицированной газоразрядной структуры со скрещенными **Е×Н**-полями. Разряд возбуждается в пространстве между катодами 1 и 2 (область I, рис. 2.3 *а*), где, как и в отражательном разряде с полым катодом, реализуются основные ионизационные процессы. Плазмообразующий газ подаётся в пространство между катодами, а перепад давлений обеспечивается геометрией эмиссионного канала. Формирующаяся между катодами плазма диффундирует в область эмиссионного канала. Этому способствует дополнительный электрод 4 (анод), который выполняет роль эмиттерного электрода. Присутствие магнитного поля практически во всем объёме разрядной структуры способствует эффективной ионизации газа.

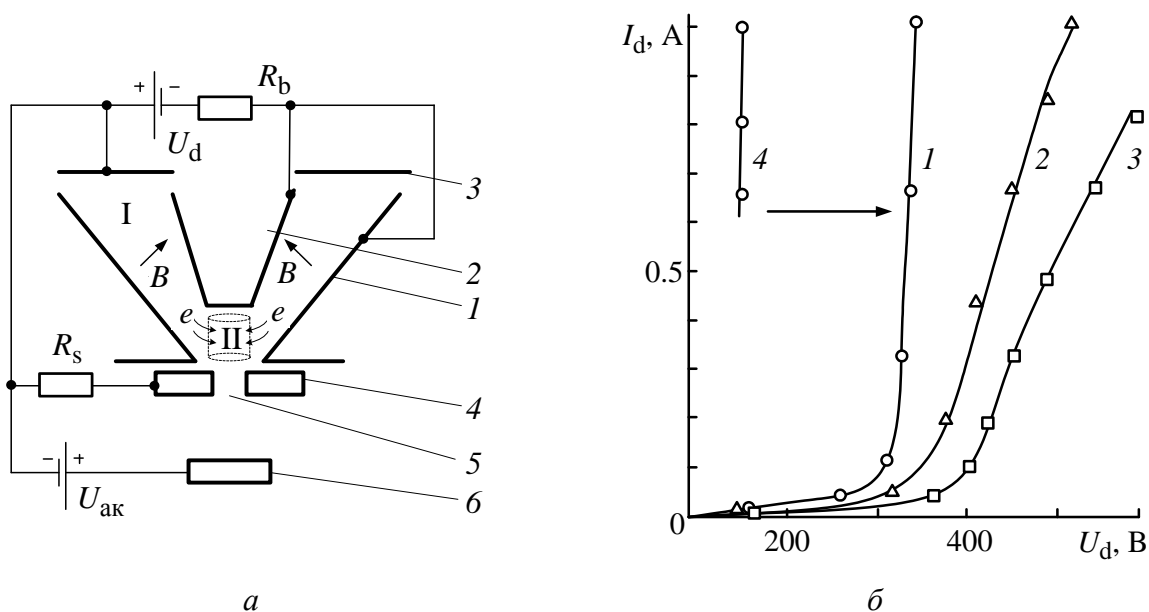


Рис. 2.3. Разряд в модифицированной структуре со скрещенными **Е×Н**-полями: *а* – электродная система [2.7], [2.13] (1 – внешний катод; 2 – внутренний катод; 3 – анод; 4 – эмиттерный электрод; 5 – эмиссионный канал; 6 – ускоряющий (извлекающий) электрод;  $U_d$  – напряжение горения разряда;  $U_{ак}$  – ускоряющее напряжение;  $R_s$  – сопротивление смещения;  $R_b$  – балластное сопротивление;  $B$  – индукция магнитного поля); *б* – вольт-амперные характеристики (газ (воздух)): 1 – 2.8 мПа · м<sup>3</sup>/с (100 атм · см<sup>3</sup>/ч); 2, 4 – 1.7 мПа · м<sup>3</sup>/с (60 атм · см<sup>3</sup>/ч); 3 – 1.25 мПа · м<sup>3</sup>/с (45 атм · см<sup>3</sup>/ч)



В такой электродной структуре исключается стадия инициирования разряда, что отражается на форме ВАХ (рис. 2.3 б).

В области эмиссионного канала (область II, рис. 2.3 а) магнитное поле имеет направление вектора индукции, параллельное оси канала, и не препятствует эмиссии электронов. Извлечение электронов осуществляется через эмиссионный канал в эмиттерном электроде с анодным (или близким к нему) потенциалом. Диффузия электронов в область II из области I генерации плазмы (области I) осуществляется в магнитном поле с существенной поперечной компонентой вектора индукции, что в определённой мере ограничивает движение электронов в область эмиссионного канала и затрудняет реализацию нежелательного полного переключения электронного тока из плазмы в эмиссионный канал.

При возникновении разряда эмиттерный электрод выполняет роль вспомогательного анода, и значение его потенциала не так критично для формирования газоразрядной плазмы, как потенциал эмиттерного электрода в разряде с полым катодом. Поэтому для повышения ресурса, эффективности извлечения и стабильности эмиссионного тока в плазменном эмиттере данного типа потенциал эмиттерного электрода может изменяться в диапазоне от анодного до практически катодного, что регулируется выбором сопротивления смещения (рис. 2.3 а), или иметь плавающий потенциал. Эмиттерный электрод может изготавливаться цельным однопотенциальным или секционированным с различными потенциалами частей [2.14]. Возможность существенного снижения падения потенциала в пристенном слое у эмиттерного электрода в таком генераторе плазмы позволяет значительно увеличить ресурс эмиссионного канала.

В области рабочих значений токов разряда вид ВАХ (рис. 2.3 б) близок к виду соответствующих характеристик для разряда с полым катодом. Это позволяет использовать один и тот же тип источника электропитания рассмотренных генераторов плазмы.

Для реализации плазмохимических и упрочняющих технологий целесообразно использовать электронные пучки большого сечения с площадью, соответствующей площади обрабатываемой поверхности. В структурах ИЭП с ПБС ускоряющий электрод, как правило, отсутствует, и ускоряющий потенциал подаётся на обрабатываемую деталь (поверхность), фокусирующая система электронного пучка также отсутствует. Поэтому для получения электронных пучков большого сечения в генераторе плазмы необходимо сформировать соответствующую площади сечения пучка плазменную эмитирую-

щую поверхность, которая обеспечивает достаточную для технологических целей плотность тока эмиссии.

При формировании развитой эмитирующей плазменной поверхности невозможно обеспечить существенный перепад давления между областями генерации плазмы и формирования электронного пучка. Поэтому при необходимости обеспечения низкого давления газа в области ускорения пучка и технологической области обычно используют дополнительные газоразрядные структуры, инжектирующие электроны или плазму в область формирования эмитирующей плазмы [2.9], [2.15].

Когда в технологической области требуется повышенное значение давления газа для формирования технологической плазмы, а необходимая плотность эмитирующей плазмы должна достигаться без вспомогательных газоразрядных структур, то, как правило, возникает проблема обеспечения стабильной эмитирующей плазменной поверхности. Её решают методом сеточной стабилизации эмитирующей плазменной поверхности [2.15]–[2.17]. Суть метода состоит в следующем. Эмиттерный электрод выполняется в виде сетчатого электрода (с геометрической прозрачностью сетки  $\xi$ ), препятствующего проникновению эмитирующей плазмы в ускоряющий промежуток (размер ячейки сетки не должен превышать удвоенную толщину пристеночного слоя) и ограничивающего проникновение поля ускоряющего электрода в разрядную камеру. Однако электрическая прозрачность сетки ( $D$ ) для поля ускоряющего электрода зависит не только от геометрической прозрачности, но и напряженности поля в ускоряющем промежутке. При повышенном давлении газа, когда в промежутке ускорения формируется вторичная плазма [2.18], [2.19], у обрабатываемой поверхности с потенциалом, близким к потенциалу ускоряющего электрода, напряженность поля у сетчатого эмиттерного электрода возрастает, что повышает проницаемость ускоряющего поля через сетчатый электрод. Для обеспечения стабильности эмитирующей поверхности в этом случае приходится применять либо сеточные электроды с меньшей геометрической прозрачностью, что снижает эффективность плазменного эмиттера, либо двойные сеточные электроды, изготовленные из двух сеток с максимально возможной геометрической прозрачностью и разделенные эквипотенциальным пространством [2.18]. Одна из сеток обеспечивает стабильность плазменной поверхности, другая ограничивает проникновение поля в разрядную камеру. В результате обеспечиваются стабильные эмиссии

онные характеристики, как при повышенном давлении, так и при значительных его колебаниях.

При использовании в ИЭП с ПБС дополнительных инжекторов плазмы большая поверхность плазмы формируется обычно в специальном электроде цилиндрической формы, имеющем анодный потенциал (полый анод) [2.15].

На рис. 2.4 представлена электродная структура и ВАХ разряда в модифицированной структуре с электродом-расширителем 4 для формирования развитой плазменной поверхности. Отметим, что в литературе электрод-расширитель часто именуют электродом-экспандером (см., например, гл. 3). Плазма формируется в пространстве между катодами 1 и 2, расширяется и заполняет объём электрода-расширителя. Проникновение плазмы в расширитель (экспандер) осуществляется преимущественно через периферийные области, где уход заряженных частиц наиболее интенсивный. Тем самым обеспечивается высокая степень однородности распределения плазмы по сечению расширителя. Кроме этого в расширителе, как и в основной области разряда, реализуются ионизационные процессы, обусловленные ионизационной способностью плазменных электронов.

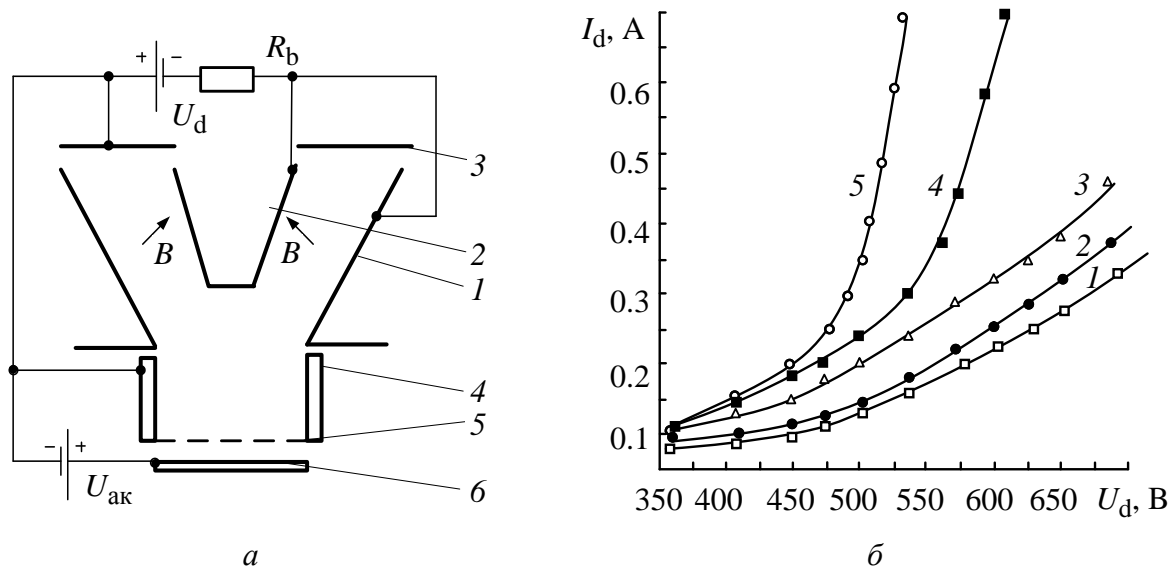


Рис. 2.4. Разряд в модифицированной структуре со скрещенными  $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ -полями:  
*a* – электродная система [2.7], [2.20] (1 – внешний катод; 2 – внутренний катод; 3 – анод; 4 – полый анод (расширитель); 5 – эмиттерный (сеточный или перфорированный) электрод; 6 – ускоряющий (извлекающий) электрод – обрабатываемая поверхность;  $U_d$  – напряжение горения разряда;  $U_{ак}$  – ускоряющее напряжение;  $R_b$  – балластное сопротивление;  $B$  – индукция магнитного поля); *б* – вольт-амперные характеристики: 1 – система с открытым эмиттерным электродом, без сетки; 2 – сетка  $\xi = 0.64$ ; 3 – сетка двойная  $\xi = 0.64$ ; 4 – сетка  $\xi = 0.44$ ; 5 – эмиссионный канал в виде одиночного отверстия диаметром 3 мм; 1–3, 5 –  $4.2 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$  ( $150 \text{ атм} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$ ); 4 –  $3.3 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$  ( $120 \text{ атм} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$ )

Поэтому при определённых условиях (концентрации плазмы, давлении газа в разряде, размере выходной апертуры внешнего катода  $I$ ) интенсивности ионизации в основном разряде и расширителе оказываются сравнимы, т. е. расширитель переходит в “активный” режим [2.2], [2.19], выполняя роль полого анода.

Вольт-амперные характеристики (рис. 2.4 б) независимо от геометрии эмиттерного электрода 5 подобны. Их различие объясняется изменением газодинамических параметров эмиссионных структур, которое приводит к разности давлений в области возбуждения разряда и формирования эмитирующей плазмы, поскольку, несмотря на относительно высокую геометрическую прозрачность сеток, влияние их прозрачности  $\xi$  на ВАХ разряда оказывается существенным. Максимальному давлению в газоразрядной структуре соответствует кривая 5. Кривая 1 соответствует минимальному давлению, которое реализуется в электродной структуре с полностью открытым расширителем (отсутствием сетчатых электродов) при прочих равных условиях. “Активный” режим расширителя реализуется в диапазоне величин напуска газов, соответствующих кривым 2–4.

Ток разряда также может быть увеличен за счёт повышения давления плазмообразующего газа. Однако вследствие слабого перепада давления в газоразрядной структуре оно может быть повышено в основном за счёт увеличения давления в технологической камере, что ограничено снижением электрической прочности ускоряющего промежутка. В то же время в разрядной структуре может быть достигнуто кратковременное увеличение давления газа за счёт десорбции газа с поверхности электродов разрядной структуры [2.13]. Это обеспечивает значительное (на порядок) увеличение тока разряда в импульсном режиме в сравнении со стационарным случаем. Длительность такого импульса ограничена переходом разряда в дуговую стадию и составляет  $\sim 100 \dots 200$  мкс, причём амплитуда импульса тока в этом периоде слабо зависит от давления в камере, при прочих равных условиях, что иллюстрируется рис. 2.5.

В случае низкого давления (рис. 2.5 б) на осциллограмме более чётко выделяется начальная стадия разряда с длительностью  $90 \dots 100$  мкс и амплитудой до 10 А, после которой происходит быстрый спад тока разряда (рис. 2.5, область ВС) до величины, приближающейся к току в стационарном режиме.

При использовании расширителей плазмы с большой эмитирующей поверхностью для достижения требуемой радиальной равномерности распределения концентрации проникающей плазмы в расширителе применяют допол-

нительные электроды с плавающим или управляемым потенциалом, устанавливаемые в объёме расширителя и способствующие перераспределению плотности плазмы с оси расширителя на его периферийные области [2.9].

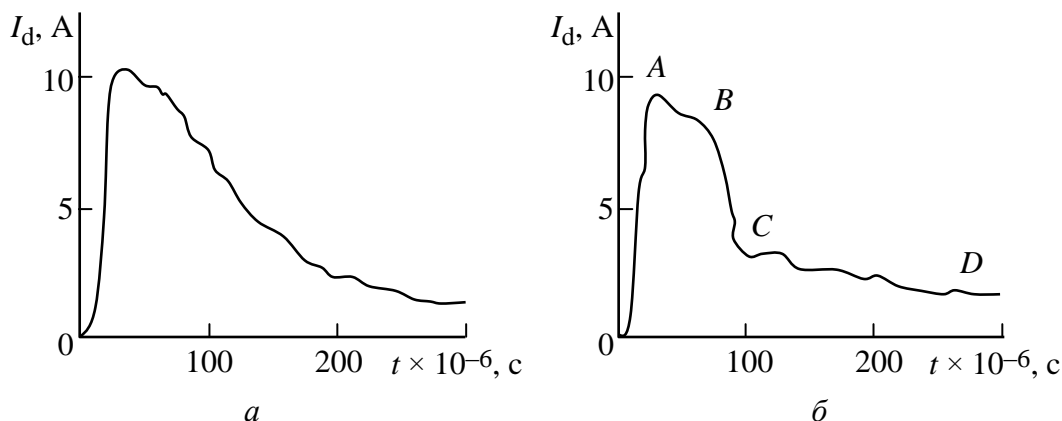


Рис. 2.5. Осциллограммы импульсов тока при разных давлениях:  
 $a - p = 10^{-2}$  мм рт. ст.;  $b - p = 10^{-3}$  мм рт. ст.

На рис. 2.6 представлена схема электродной структуры и ВАХ генератора плазмы для ИЭП, создающего радиальные электронные пучки.

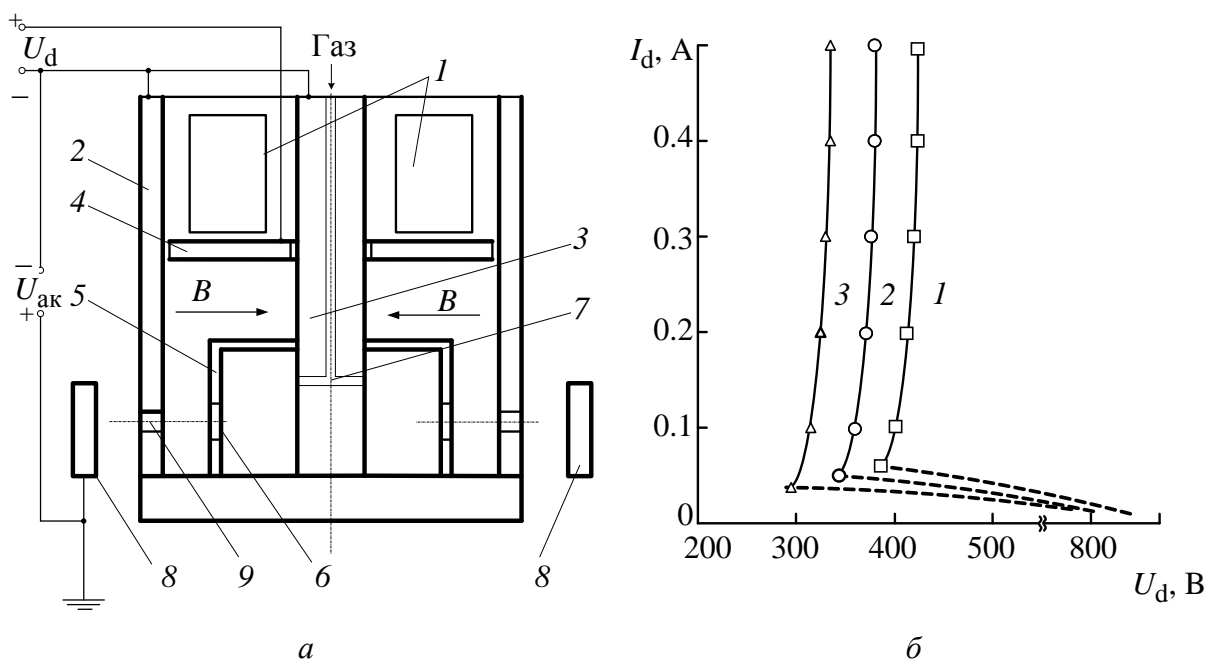


Рис. 2.6. Плазменный эмиттер для формирования радиальных пучков электронов:  
 $a$  – электродная система [2.21] (1 – магниты; 2 – внешний катод; 3 – внутренний катод; 4 – анод; 5 – полый катод; 6 – отверстие в полом катоде; 7 – канал для напуска газа; 8 – обрабатываемая деталь; 9 – эмиссионное отверстие;  $U_d$  – напряжение горения разряда;  $U_{ак}$  – ускоряющее напряжение;  $B$  – индукция магнитного поля);  
 $b$  – вольт-амперные характеристики (газ (воздух)): 1, 2 –  $1.7 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$  ( $60 \text{ атм} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$ ); 3 –  $2.5 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$  ( $90 \text{ атм} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$ )

На начальной стадии формируется слаботочный разряд в пространстве между внешним катодом 2, внутренним катодом 3, полым катодом 5 и анодом 4 (область I) по аналогии с отражательным разрядом в структуре, показанной на рис. 2.4. С увеличением разрядного напряжения плотность плазмы растет и достигает значения (по оценкам  $10^{16} \text{ м}^3$ ), при котором инициируется разряд с полым катодом и формируется плотная плазма (по оценкам до  $10^{18} \text{ м}^3$ ) в полости между катодами 5 и 3 (область II). Вольт-амперные характеристики в этой области разрядных напряжений (см. рис. 2.3 б) качественно соответствуют ВАХ разряда с полым катодом (см. рис. 2.1 б).

Эмиссия электронов осуществляется через отверстие или систему отверстий во внешнем катоде 2 и ускоряется в промежутке между этим катодом и обрабатываемым изделием 8, которое выполняет роль ускоряющего электрода. Магнитное поле, создаваемое системой постоянных магнитов, как и в структуре на рис. 2.1, имеет продольное извлечению направление индукции в области эмиссионного канала 9 и не влияет на формирование электронного пучка. Перепад давлений между полостью и ускоряющим промежутком обеспечивается напуском плазмообразующего газа непосредственно в полость и системой отверстий в полем и внешнем катодах, что ограничивает возможное число радиальных пучков, которые можно сформировать в таком генераторе.

### 2.3. Условия формирования плазменного эмиттера

В соответствии с концепцией плазменного эмиттера можно считать, что его формирование определяется параметрами плазмы, генерируемой газоразрядной структурой в области эмиссионного канала, размерами эмиссионного канала и напряженностью электрического поля ускоряющего электрода. В рассмотренных генераторах плазмы между плазмой и электродами генератора формируются пристеночные слои объёмного заряда, в которых потенциал плазмы обычно выше потенциала электрода. Поэтому в используемых далее моделях пристеночные слои рассматриваются как ионные ленгмюровские [2.22] (с бомовской плотностью ионного тока из плазмы [2.23]), а протяженность слоёв оценивается следующими равенствами:

$$0.4en_i\sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} = \frac{4}{9}\epsilon_0\sqrt{\frac{2e}{m_i}}\frac{U_{\text{сл}}^2}{l_{\text{сл}}^2} \quad (2.1)$$

– в приближении плоской геометрии пристеночного слоя, где  $n_i$  – концентрация ионов в плазме;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T_e$  – электронная температура;  $m_i$  – масса иона;  $U_{\text{сл}}$  – разность потенциалов на границах слоя;  $l_{\text{сл}}$  – протяженность слоя;

$$0.4en_i\sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} = \frac{4}{9}\varepsilon_0\sqrt{\frac{2e}{m_i}}\frac{U_{\text{сл}}^{\frac{3}{2}}}{\beta^2(r_{\text{пл}}/r_{\text{кан}})} \quad (2.2)$$

– в приближении цилиндрической геометрии слоя, где  $\beta^2(r_{\text{пл}}/r_{\text{кан}})$  – табулированная функция [2.24];  $r_{\text{пл}}$  – радиус плазмы;  $r_{\text{кан}}$  – радиус эмиссионного канала;

$$0.4en_i\sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} = \frac{4}{9}\varepsilon_0\sqrt{\frac{2e}{m_i}}\frac{U_{\text{сл}}^{\frac{3}{2}}}{(-\alpha)^2}\frac{S_{\text{кан}}}{S_{\text{пл}}} \quad (2.3)$$

– в приближении сферического слоя, где  $(-\alpha)^2 = [-a(r_{\text{пл}}/r_{\text{кан}})]^2$  – табулированная функция [2.24];  $S_{\text{пл}}$ ,  $r_{\text{пл}}$  – площадь и радиус эмитирующей плазменной поверхности;  $S_{\text{кан}}$ ,  $r_{\text{кан}}$  – площадь и радиус поверхности канала, собирающей ионы [2.25].

Левая часть равенств (2.1)–(2.3) отображает бомовскую плотность ионного тока, а правая – ленгмюровскую плотность ионного тока (закон “степени 3/2” в соответствующей геометрии).

Проникновение электрического поля в эмиссионный канал можно оценить соотношением [2.26]

$$U_z \approx 0.267 \frac{r_{\text{кан}}}{l_{\text{ак}}} U_{\text{ак}} \exp\left(-2.36 \frac{l_{\text{кан}} - z}{r_{\text{кан}}}\right), \quad (2.4)$$

где  $U_z$  – потенциал на оси канала с координатой  $z$ ;  $r_{\text{кан}}$  и  $l_{\text{кан}}$  – радиус и длина эмиссионного канала;  $l_{\text{ак}}$  – длина ускоряющего промежутка;  $U_{\text{ак}}$  – ускоряющее напряжение;  $z$  – осевая координата, которая отсчитывается от поверхности эмиттерного электрода со стороны генератора плазмы.

На рис. 2.7 показаны формы и положения плазменной границы (плазменного эмиттера) в области эмиссионного канала, реализуемые в ИЭП при различных условиях. Показанные ситуации отличаются тем, что на рис. 2.7 а и в плазма из генератора не проникает в эмиссионный канал и её эмитирую-

щая поверхность (плазменный эмиттер) формируется в генераторе плазмы. На рис. 2.7 (б и г) плазма проникает в эмитсионный канал и эмитирующая поверхность формируется внутри него.

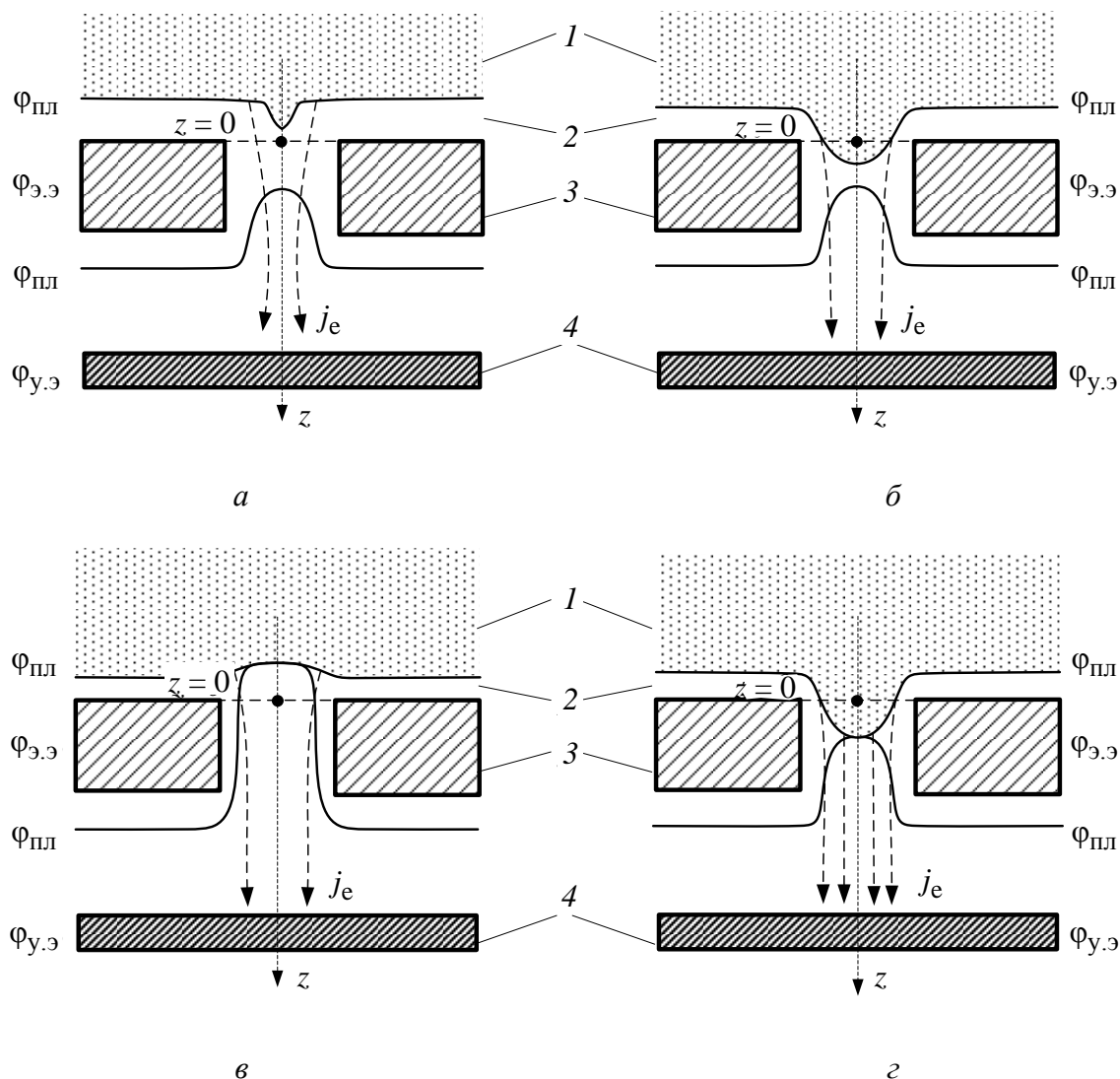


Рис. 2.7. Формирование плазменной поверхности в эмитсионном канале:  
 1 – плазма; 2 – ионный слой; 3 – эмиттерный электрод; 4 – ускоряющий электрод;  
 $\varphi_{\text{пл}}$  – потенциал плазмы;  $\varphi_{\text{э.э}}$  – потенциал эмиттерного электрода;  $\varphi_{\text{у.э}}$  – потенциал  
 ускоряющего электрода относительно общей точки

Критерием проникновения плазмы в эмитсионный канал в отсутствие ускоряющего напряжения может служить равенство  $l_{\text{сл}} \leq r_{\text{кан}}$ . Однако при определении  $l_{\text{сл}}$  необходимо учитывать геометрию канала и плазменного образования в нём, поскольку в цилиндрической геометрии, применимой к ситуациям на рис. 2.7 (б и г),  $l_{\text{сл}} = r_{\text{кан}} - r_{\text{пл}}$  (2.2), а в сферической геометрии, близкой к ситуации на рис. 2.7 а,  $l_{\text{сл}} = r_{\text{пл}} - r_{\text{кан}}$ .



В ситуациях, соответствующих рис. 2.7 (а и б), поверхность плазмы с потенциалом  $\phi_{пл}$  формируется пристеночным слоем, а эквипотенциальная поверхность с потенциалом  $\phi_{пл}$  ускоряющего поля не контактирует с поверхностью плазмы, и в пространстве между ними потенциал оказывается ниже  $\phi_{пл}$ . Поэтому эмиссия электронов осуществляется через потенциальный барьер.

Ограничение глубины проникновения плазмы в канал (рис. 2.7 б) при выполнении критерия проникновения обусловлено следующим. Эмиссионный канал, как правило, представляет собой цилиндрическое отверстие. С увеличением глубины проникновения плазмы в канал концентрация её снижается, вследствие ухода зарядов на стенки эмиссионного канала. В разделе 2.6 рассчитывается распределение концентрации заряженных частиц в канале с учётом рекомбинации частиц на стенках канала и ионизации газа. Уход ионов на стенки канала при любом значении падения потенциала  $U_{сл}$  на пристеночном слое будет одинаков при прочих равных условиях. В то же время уход электронов зависит от  $U_{сл}$ , так как поле в слое оказывается тормозящим для электронов. Когда  $U_{сл}$  близко к катодному падению потенциала  $U_{к.п}$  (канал в катодном электроде генератора плазмы), ионов на стенки канала уходит значительно больше, чем электронов. Поэтому избыточный заряд электронов в плазме снижает её потенциал по мере увеличения координаты  $z$ , т. е. в проникающей плазме возникает тормозящее для плазменных электронов поле, и концентрация электронов также снижается [2.27] в соответствии с выражением

$$n_z = n_0 \exp\left(-\frac{z}{2r_{кан}}\right), \quad (2.5)$$

где  $n_z$  — концентрация плазмы на координате  $z$  (по оси канала);  $n_0$  — концентрация плазмы на входе в канал ( $z = 0$ ). Снижение концентрации плазмы в канале приводит к увеличению протяженности пристеночного слоя  $l_{сл}$ , для оценки которого целесообразно использовать равенство (2.2). Снижением потенциала проникающей в канал плазмы  $U_{сл}$  можно пренебречь. Из (2.2) следует, что при определённом снижении концентрации проникающей плазмы существование её в канале становится невозможным. Условие “коллапса” плазмы, ограничивающее глубину её проникновения в канал, можно записать в виде

$$r_{пл} \leq 0.31r_{кан} \text{ или } l_{сл} = (1 - 0.31)r_{кан}.$$

Если эмиссионный канал выполнен в электроде генератора плазмы с анодным потенциалом, то падение потенциала на пристеночном слое в кана-

ле ( $U_{\text{сл}}$ ) оказывается почти на порядок меньше, чем в случае катодного потенциала эмиттерного электрода, а глубина проникновения плазмы в эмиссионный канал существенно больше. Поскольку в этом случае электронный ток из плазмы на стенки канала превышает бомовский ионный ток, в проникающей плазме формируется градиент (осевой) потенциала, ускоряющий плазменные электроны в направлении к эмиттирующей поверхности плазмы.

В случае изолированного эмиттерного электрода стационарный режим работы ИЭП реализуется при равенстве ионного и электронного токов на стенках эмиссионного канала из проникающей плазмы. Стенки эмиссионного канала приобретают соответствующий отрицательный потенциал относительно потенциала проникающей плазмы, концентрация проникающей плазмы с увеличением глубины проникновения в канал, как в рассмотренных ранее случаях, снижается. Однако осевой градиент потенциала в проникающей в канал плазме не формируется.

В ситуациях, соответствующих рис. 2.7 (в и г), минимум потенциала у поверхности эмиттирующей плазмы не формируется. Положение и геометрия эмиттирующей поверхности плазмы формируются в результате суперпозиции полей пристеночного слоя и ускоряющего поля, проникающего в канал, с выполнением условия равенства нулю напряженности поля у поверхности плазмы. В этих случаях плазменный эмиттер работает в режиме “насыщения”, т. е. плотность эмиссионного тока равна плотности электронного тока из плазмы на её эмиттирующую поверхность.

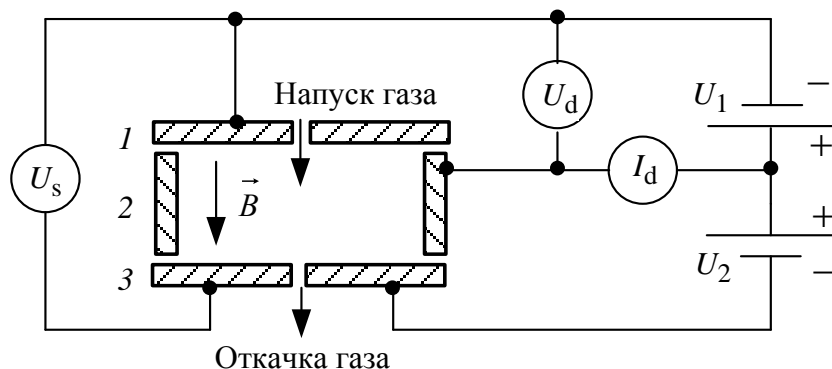


Рис. 2.8. Обобщающая модель электродной структуры [15]

газоразрядной системы:  $B$  – индукция магнитного поля;

$U_1$  и  $U_2$  – источники электропитания;  $U_s$  – потенциал смещения;

$U_d$  и  $I_d$  – напряжение горения и ток разряда; 1, 3 – катоды; 2 – анод

При конструировании генераторов плазмы для технологических ИЭП понимание основных механизмов энерговклада в процессы ионизации, реализуемые в них, является необходимым условием оптимизации генераторов

и адаптации их характеристик к конкретным технологическим условиям. Для анализа эффективности возможных механизмов энерговклада в процессы ионизации воспользуемся обобщающей моделью газоразрядных структур, представленной на рис. 2.8.

В первом приближении (без учёта энергии, выносимой на электроды генератора плазмы зарядами из плазмы) будем считать, что полный энерговклад в процессы ионизации обусловлен  $\gamma$ -электронами, эмитированными катодами, например, вследствие ионно-электронной эмиссии и ускоряемыми в катодном падении потенциала (без учёта их начальной энергии).

Число ионизаций, осуществляемых  $\gamma$ -электроном, при прохождении в плазме некоторого расстояния  $l$  можно оценить в приближении непрерывного торможения  $\gamma$ -электронов в результате актов ионизации до ухода на анод или полной релаксации энергии в плазме соотношением [2.28]

$$z_\gamma = \frac{L_{\text{ef}}}{\lambda_i} \left( 1 - \exp \left( - \frac{U_k \lambda_i}{U_i L_{\text{ef}}} \right) \right), \quad (2.6)$$

где  $L_{\text{ef}}$  – средний путь  $\gamma$ -электрона в межкатодном пространстве до ухода из плазмы или полной релаксации энергии (величина  $L_{\text{ef}}$  также характеризует время жизни (осцилляции) быстрых  $\gamma$ -электронов в межкатодном пространстве);  $\lambda_i = (\sigma_{\text{макс}} n_{\text{H}})^{-1}$  – средняя длина ионизационного пробега  $\gamma$ -электрона ( $\sigma_{\text{макс}}$  – максимальное сечение ионизации;  $n_{\text{H}}$  – концентрация нейтрального газа).

Наличие магнитного поля способствует увеличению среднего пути  $\gamma$ -электронов  $L_{\text{ef}}$  в межкатодном пространстве вследствие разброса  $\gamma$ -электронов по углам вылета из катода. Однако в предельном случае (скорость вылета  $\gamma$ -электрона параллельна поверхности катода и перпендикулярна индукции магнитного поля) максимальная длина его траектории составит  $l = l_{\text{кат}} \left( 1 + \sqrt{v_\perp / v_\parallel} \right)$  (где  $l_{\text{кат}}$  – величина межкатодного промежутка;  $v_\perp$  – скорость  $\gamma$ -электрона, перпендикулярная индукции магнитного поля и соответствующая начальной энергии  $eU_0$  порядка 20 эВ [2.4];  $v_\parallel$  – скорость  $\gamma$ -электрона, параллельная индукции магнитного поля и соответствующая катодному падению потенциала  $\sim 350$  В).

Количество ионизаций, полученное с помощью (2.6), является завышенным, поскольку получено при условии постоянства сечения ионизации  $\sigma_i = \sigma_{\text{макс}}$ . Точное значение  $z_\gamma$ , полученное численным интегрированием с использованием аппроксимации сечения ионизации  $\sigma_i(E)$  [2.29] функцией вида

$$\sigma_i(E) = \alpha_m (E/e - U_i) \exp\left(-\frac{E/e - U_i}{\beta_m}\right), \quad (2.7)$$

отличается от (2.6) на 20–30 %, причём точность оценок уменьшается с ростом  $L_{ef}$ .

Будем считать, что все  $\gamma$ -электроны, эмитированные с поверхности одного катода и достигшие области катодного падения потенциала у противоположного катода, отражаются от неё в случае одинакового потенциала катодов. Вследствие этого  $\gamma$ -электроны будут накапливаться в плазме, поскольку при типичных для ИЭП условиях их средняя длина пробега превышает типичный размер межкатодного промежутка  $l_{кан}$  [2.2]. Допустим также, что  $\gamma$ -электроны, испытавшие столкновения, прекращают осцилляции между катодами (поскольку средний угол рассеяния легких частиц на тяжелых равен  $90^\circ$ ), захватываются плазмой, но продолжают ионизовать газ до ухода на анод или полной релаксации энергии [2.4].

Вероятность захвата плазмой  $\gamma$ -электрона в результате упругого столкновения с атомами газа определим при выполнении условия  $L_{ef} < (n_H \sigma_t)^{-1}$  соотношением [2.30]  $\omega_y = n_H \sigma_t L_{ef}$  ( $\sigma_t$  – транспортное сечение упругого рассеяния). Кроме этого  $\gamma$ -электрон может быть также захвачен плазмой в результате неупругого взаимодействия (ионизации и возбуждения) с атомами газа с вероятностью  $\omega_{Hy} = n_H (\sigma_i + \sigma_g) L_{ef}$  ( $\sigma_i$ ,  $\sigma_g$  – сечения ионизации и возбуждения, соответственно) и коллективного взаимодействия с плазмой с вероятностью  $\omega_{кол}$ . Захваченные плазмой  $\gamma$ -электроны могут уходить на анод, унося с собой часть неиспользованной энергии, если в результате столкновений приобретут компоненту скорости, перпендикулярную к первоначальной. С учётом сделанных допущений в [2.30] получено выражение для плотности тока быстрых электронов в плазме в виде

$$j_\gamma = \frac{2 j_{ек} S_K (\omega_{кол} + L_{ef}/\lambda_s)}{S_a \sqrt{2 n_H \sigma_t L_{ef} - U_a/U_K}},$$

где  $j_{ек}$  – плотность электронного тока с поверхности катода в плазму;  $S_K$ ,  $S_a$  – площади катода и анода соответственно;  $(\omega_{кол} + L_{ef}/\lambda_s)$  – суммарная вероятность захвата быстрого электрона плазмой;  $\lambda_s$  – средняя длина пробега  $\gamma$ -электрона в плазме по отношению к парным столкновениям

$\left(\lambda_s = \left(n_H (\sigma_i + \sigma_g + \sigma_t)\right)^{-1} \approx \lambda_i\right)$ ;  $U_K$ ,  $U_a$  – катодное и анодное падения потенциала.

Выражение для падения потенциала в пристеночном слое у анода можно оценить из уравнения баланса токов в разряде [2.2], [2.9]:

$$U_a = \frac{T_e}{e} \ln \left( \frac{S_a}{(1+\gamma)S_K + S_a} \frac{5}{4} \sqrt{\frac{m_i}{\pi m_e}} \right).$$

Быстрые  $\gamma$ -электроны, ионизуя газ совместно с плазменными электронами, создают плотность тока ионов на электроды (катод и анод) разрядной структуры  $j_i = j_{iK} + j_{ia}$ . Поэтому баланс ионов в разряде запишем в виде

$$j_i = j_{iK} + j_{ia} = j_\gamma z_\gamma + j_T z_{пл},$$

где  $j_{iK}$  и  $j_{ia}$  – плотности ионного тока на катод и анод соответственно;  $j_T$  – тепловая плотность электронного тока в плазме;  $z_{пл}$  – число ионизаций, совершаемых плазменными электронами в межкатодном пространстве, заполненном плазмой.

Учитывая, что плотность  $\gamma$ -электронов с катода  $j_{eK}$  и средняя плотность разрядного тока  $j_d$  связаны с плотностью ионного тока на катод  $j_{iK}$  соотношениями  $j_{eK} = \gamma j_{iK}$  и  $j_d = (1+\gamma) j_{iK}$ , можно получить выражение, соответствующее ВАХ разряда:

$$j_d = \frac{j_T z_{пл} - j_{ia}}{1 - \frac{2\gamma z_\gamma S_K (\omega_{кол} + L_{ef}/\lambda_i)}{S_a \sqrt{2n_H \sigma_t L_{ef} - U_a/U_K}}}. \quad (2.8)$$

Из (2.8) следует, что ролью плазменных электронов в ионизации газа, в сравнении с числом ионизаций  $\gamma$ -электронами, можно пренебречь ( $z_{пл} = 0$ ) только при достаточно большом значении отношения  $L_{ef}/\lambda_i$ , которое вытекает из неравенства

$$\frac{2\gamma z_\gamma S_K (\omega_{кол} + L_{ef}/\lambda_i)}{S_a \sqrt{2n_H \sigma_t L_{ef} - U_a/U_K}} \geq 1.$$

Число ионизаций газа  $z_{пл}$  плазменными электронами с концентрацией  $n_e$  в плазме объёмом  $V_{пл}$  можно определить, используя аппроксимацию (2.7)

для сечения ионизации  $\sigma(\varepsilon)$  и введя обозначения  $m_e v^2/2 = \varepsilon T_e$ ,  $eU_i = \varepsilon_i T_e$  и  $v(\varepsilon) = \sqrt{2T_e/m_e} \sqrt{\varepsilon}$ , соотношением

$$z_{\text{пл}} = n_H V_{\text{пл}} \int_{\varepsilon_i}^{\infty} v(\varepsilon) \sigma(\varepsilon) dn(\varepsilon),$$

откуда при максвелловском распределении электронов по скоростям

$$z_{\text{пл}} = \alpha_m e^2 \beta_m^2 n_H V_{\text{пл}} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{eU_i}{T_e}\right) \frac{U_i + \frac{2\beta_m T_e}{T_e + e\beta_m}}{(T_e + e\beta_m)^2}. \quad (2.9)$$

Анализ соотношения (2.9) показывает, что интенсивность ионизационных процессов в плазме сильно зависит от средней энергии плазменных электронов, которая поддерживается в разряде на некотором уровне, в том числе и за счёт коллективных взаимодействий. Однако возникновение в плазме даже слабого поля может нарушить это равновесие и привести к увеличению средней тепловой энергии плазменных электронов. Так, например, согласно (2.9) при средней энергии 5 эВ повышение электронной температуры на 10 % приводит к увеличению числа ионизаций плазменными электронами в 1.44 раза. Поскольку число плазменных электронов значительно превышает число  $\gamma$ -электронов, то при средней энергии плазменных электронов, соответствующей 5...6 эВ, число ионизаций плазменными и  $\gamma$ -электронами оказывается примерно равным, что необходимо учитывать при анализе механизмов формирования эмиссионного тока и возмущения плазмы [2.31].

## 2.4. Особенности формирования эмиссионного тока электронов

В соответствии с условиями формирования эмитирующей плазменной поверхности можно выделить для варианта эмиссии электронов. В случае существования в эмиссионном канале минимума потенциала эмиссия электронов из плазмы осуществляется через потенциальный барьер (см. рис. 2.7, *а* и *б*). Если минимум потенциала отсутствует (см. рис. 2.7, *в* и *г*), то эмиссия осуществляется с “открытой” плазменной поверхностью [2.9]. При этом эмитирующая плазменная поверхность является подвижной, поскольку с увеличением ускоряющего напряжения или концентрации плазмы, а также вследствие деформации распределения потенциала в ускоряющем промежутке, обусловленной ионизацией в нём газа, граница эмитирующей плазмы смещается относительно первоначального положения (в ту или иную сторону) до

выполнения условия равенства нулю суммарного электрического поля на её границе [2.9], [2.32].

В случае эмиссии через потенциальный барьер плотность тока можно определить соотношением

$$j_e = j_T \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right) = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(-\frac{e}{kT_e}(U_{\text{сл}} - DU_{\text{ак}})\right),$$

где  $U$  – потенциальный барьер, который определяется суперпозицией полей ускоряющего электрода и приэлектродного ионного слоя с учётом проницаемости эмиссионного канала;  $D$  – коэффициент электрической проницаемости эмиттерного электрода, который характеризует ослабление поля ускоряющего электрода при проникновении его в эмиссионный канал  $U_z \approx D(z)U_{\text{ак}}$ , согласно (2.4), или через систему каналов (сетку). Коэффициент  $D(z)$  можно определить известными соотношениями, как это делается, например, при расчёте сеток вакуумных ламп [2.24]: при извлечении через одиночный канал  $D(r_{\text{кан}}) = 0.267 r_{\text{кан}}/l_{\text{ак}}$  [2.26]; при извлечении через сеточный эмиттерный электрод [2.24]

$$D = \frac{\ln(\text{cth}(\pi\delta))}{2\pi l_{\text{ак}} / [p - \ln(\text{ch}(\pi\delta))]},$$

где  $l_{\text{ак}}$  – длина промежутка ускорения;  $\delta = d/p$  – коэффициент заполнения сетки ( $d$  – диаметр проволоки сетки;  $p$  – шаг сетки).

Эмиссионный ток в этом случае определяется распределением поля в эмиссионном канале, поскольку высота потенциального барьера в направлении эмиссии зависит от его радиального положения [2.2]:

$$I_e = \int_0^{r_{\text{кан}}} j_e dS.$$

В случае эмиссии с “открытой” плазменной поверхности (см. рис. 2.7, в и г) суммарный эмиссионный ток  $I_e$  складывается из тока электронов, эмитированных “открытой” плазменной поверхностью площадью  $S_e$ , и тока электронов, эмитированных через потенциальный барьер. Вторым слагаемым, как правило, можно пренебречь: в случае анодного потенциала эмиттерного электрода вследствие малой протяженности приэлектродного слоя (порядка дебаевского радиуса); в случае катодного потенциала – по причине большого падения потенциала в слое.

При этом принято считать [2.9], что плотность тока эмиссии соответствует плотности теплового электронного тока из плазмы:

$$j_e = j_T = en_i \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}, \quad (2.10)$$

где  $n_i$  – концентрация плазмы в области эмиттерного электрода;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T_e$  – электронная температура;  $m_e$  – масса электрона. Однако реальное значение плотности тока эмиссии может значительно отличаться от величины, полученной согласно (2.10). Это обусловлено тем, что в эмиссионный канал могут попадать высокоэнергетичные электроны, вылетевшие, например, из апертуры полого катода (см. рис. 2.1 а). Отличие плотности тока эмиссии от тепловой плотности тока (2.10) может быть обусловлено также возникновением поля в плазме (как в структуре, представленной на рис. 2.3 а), ускоряющего плазменные электроны в эмиссионный канал, что приведёт либо к искажению их распределения по энергиям, либо к появлению нескольких групп плазменных электронов со своими средними значениями энергии.

При формировании эмиттирующей плазменной границы на выходе из эмиссионного канала со стороны ускоряющего промежутка плотность тока эмиссии в промежутке подчиняется закону “степени 3/2” и положение эмиттирующей поверхности в приближении плоского диода определяется условием [2.1]

$$en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{U_{ак}^{\frac{3}{2}}}{l_{ак}^2} \alpha_1, \quad (2.11)$$

где  $\alpha_1 = 0.6 \left[ 1 + 0.5 l_{ак} / (r_{кан} - l_{сл}) \right]$  – коэффициент формы электронного пучка (поправка Левинтова) [2.33].

В рассмотренных случаях (см. рис. 2.7) положение эмиттирующей плазменной поверхности находится в канале или в газоразрядной камере и уже не подчиняется условию (2.11), а определяется параметрами плазмы, радиусом и протяженностью эмиссионного канала, а также разностью потенциалов между плазмой и эмиттерным электродом.

Положение “открытой” плазменной поверхности с учётом проницаемости эмиссионного канала  $D$  для ускоряющего поля подчиняется уточненному условию (2.11), соответствующему плоскому триоду [2.24]:



$$en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{U_{\text{эф}}^{\frac{3}{2}}}{l_{\text{ак}}^2} \alpha_1; \quad U_{\text{эф}} = \frac{-U_{\text{сл}} + DU_{\text{ак}}}{1 + D \left[ 1 + 4l_{\text{ак}} / (3l_{\text{сл}}) \right]}.$$

Эмиссионный ток зависит от положения и площади эмитирующей плазменной поверхности и определяется соотношениями:

$$I_e = j_T S_e (U_{\text{ак}}) \quad (2.12)$$

– если эмитирующая поверхность формируется в эмиссионном канале (см. рис. 2.7 з);

$$I_e = j_T S_a f (U_{\text{ак}})$$

– если эмитирующая поверхность формируется в разрядной камере (см. рис. 2.7 в).

Площадь эмитирующей плазменной поверхности  $S_e (U_{\text{ак}})$  с радиусом  $r_{\text{пл}}$ , зависящим от  $z$ , можно определить как  $S_e (U_{\text{ак}}) = \pi r_{\text{пл}}^2 (U_{\text{ак}})$ . Неявную зависимость радиуса этой поверхности  $r_{\text{пл}} (U_{\text{ак}})$  от ускоряющего потенциала можно получить, используя соотношение (2.2) для слоя в цилиндрической геометрии:

$$0.4en_1 \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} \exp\left(-\frac{z_{\text{пл}}}{2r_{\text{кан}}}\right) = \frac{4\sqrt{2}}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{e}{m_i}} \frac{U_{\text{сл}}^{\frac{3}{2}}}{y\beta^2 (y^{-1}) r_{\text{кан}}^2}, \quad (2.13)$$

где  $\beta^2 (y^{-1})$  – табулированная функция Ленгмюра для цилиндрического диода [2.24];  $y = r_{\text{пл}} / r_{\text{кан}}$ ;  $z_{\text{пл}}$  – положение плазменной поверхности в канале, которое можно определить из выражения (2.4) при условии  $U = U_{\text{сл}}$  и выполнении неравенств  $0 \leq z_{\text{пл}} \leq l_{\text{кан}}$  и  $r_{\text{пл}} \geq 0.31r_{\text{кан}}$  [2.34].

Для оценки площади эмитирующей плазменной поверхности в разрядной камере вне эмиссионного канала можно использовать функцию  $f(U_{\text{ак}})$  (отношение площади эмиссии к площади анода), которая для полусферической эмитирующей плазменной поверхности принимает вид [2.35], [2.36]

$$f(U_{\text{ак}}) = f_0 \left[ \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + A \frac{(DU_{\text{ак}} - U_{\text{сл}})^{\frac{3}{4}}}{\sqrt{n_i}}} \right]^2, \quad A = \sqrt{\frac{16}{9} \pi^{\frac{3}{2}} \frac{\varepsilon_0}{eS_a f_0} \sqrt{\frac{e}{kT_e}}},$$

где  $f_0$  – отношение площади эмиссионного канала к площади анода.

Для оценки эмиссионной способности ИЭП принято использовать параметр  $\alpha = I_e/I_d$  ( $I_d$  – ток разряда) – эффективность извлечения (**переключения тока электронов**). Если ток разряда определить как ток в цепи катода [2.1]:

$$I_d = (1 + \gamma) j_b(n_k) S_k = 0.4(1 + \gamma) e n_k \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} \cdot S_k,$$

где  $\gamma$  – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии;  $n_k$  – концентрация плазмы вблизи катода;  $S_k$  – площадь поверхности катода, то выражение для эффективности извлечения  $\alpha$  принимает следующий вид:

$$\alpha = \frac{5}{4} \frac{S_e}{(1 + \gamma) S_k} \frac{n_i}{n_k} \sqrt{\frac{m_i}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right)$$

– при эмиссии через потенциальный барьер  $U$ ;

$$\alpha = \frac{5}{4} \frac{S_e(U_{ак})}{(1 + \gamma) S_k} \frac{n_i}{n_k} \sqrt{\frac{m_i}{\pi m_e}} \quad \text{или} \quad \alpha = \frac{5}{4} \frac{S_a}{(1 + \gamma) S_k} \frac{n_i}{n_k} \sqrt{\frac{m_i}{\pi m_e}} \cdot f(U_{ак}) \quad (2.14)$$

– при эмиссии в отсутствие потенциального барьера.

При этом необходимо учитывать, что в эмиссионном канале может формироваться градиент концентрации (2.5) и увеличение площади эмиссии может сопровождаться перемещением границы эмитирующей плазмы в область больших концентраций  $n_i$ .

**Для описания процессов переключения в ИЭП электронного тока из плазмы низковольтного разряда в ускоряющий промежуток** принято использовать теорию зонда в плазме [2.35]. В рамках этой модели: движение зарядов в плазме считается бесстолкновительным; плотность теплового электронного тока ( $j_T$ ) в плазме много больше плотности тока на анод ( $j_a$ ), что соответствует горизонтальному виду ВАХ разряда  $i_d(U_d)$ , эффективность извлечения электронов  $\alpha$  может достигать единицы при площади эмиссионной поверхности плазмы ( $S_e$ ) много меньшей, чем площадь анода ( $S_a$ ), т. е. полное переключение тока разряда в ток эмиссии возможно без изменения параметров разряда, формирующего эмитирующую плазму.

В реальных ИЭП вид вольт-амперных характеристик разрядов, используемых для формирования эмитирующей плазмы, обычно значительно отличается от горизонтальной (см. рис. 2.1 б и рис. 2.2 б), и эмиссионная способность ограничена условием стабильности параметров разряда и эмиссионно-

го тока. Поэтому эффективность извлечения  $\alpha$  в выражении (2.14), хотя и связана с эмиссионной способностью плазмы, но не характеризует её, а является параметром ИЭП (устройства), зависящим от условий работы ИЭП. Это делает необходимым проведение большого объёма экспериментальных исследований для определения оптимальных условий работы, обеспечивающих относительно высокую эффективность и стабильность эмиссии для каждой принципиально новой конструкции ИЭП.

Поскольку экспериментально установлено [2.1], [2.35]–[2.37], что отбор электронов оказывает существенное влияние на параметры эмитирующей плазмы (потенциал и концентрацию), то будем рассматривать эмиссию как результат перераспределения в разряде токов на электроды и в эмиссионный канал. Представим плазменные эмиттеры (см. рис. 2.1 и рис. 2.3) в виде электрических схем (рис. 2.9), присвоив каждой области разряда и ускоряющего промежутка соответствующую проводимость. При таком подходе эффективность переключения можно определить как произведение параметров переключения [2.36]:

$$\alpha_{a,k} = \frac{I_e}{I_d} = \xi_{a,k} \eta_{a,k}, \quad (2.15)$$

где  $\xi_{a,k}$  – отношение тока эмиссии к току в цепи эмиттерного электрода (учтено, что в случае катодного потенциала эмиттерного электрода его ток и ток эмиссии имеют разные знаки согласно рис. 2.9 б):

$$\xi_a = \frac{I_e}{I_{em} + I_e} \text{ или } \xi_k = \frac{I_e}{I_{em} - I_e}; \quad (2.16)$$

$\eta_{a,k}$  – параметр переключения, соответствующий доли разрядного тока, приходящейся на эмиттерный электрод:

$$\eta_a = 1 - \frac{I_a}{I_d} \text{ или } \eta_k = 1 - \frac{I_k}{I_d}.$$

Индекс “а” соответствует анодному потенциалу эмиттерного электрода (рис. 2.9 а), а индекс “к” – катодному потенциалу эмиттерного электрода (рис. 2.9 б). В случае неограниченной эмиссионной способности плазмы параметр переключения  $\xi$  эквивалентен эффективности извлечения  $\alpha$ . Параметр  $\eta$  характеризует перераспределение токов между электродами в плазменном эмиттере, обусловленное отбором электронов в ускоряющий промежуток и возмущением плазмы, которое может возникать вследствие различ-

ных причин при эмиссии электронов, в частности, за счёт изменения потенциала плазмы и формирования в ней электрического поля [2.36], [2.38].

Для каждого из рассматриваемых вариантов подключения эмиттерного электрода можно записать баланс токов и принять за ток разряда  $I_d$  ток через балластное сопротивление системы электропитания газового разряда:

$$I_k = I_a + I_{em} + I_e, \quad I_d \approx I_k$$

– в случае анодного потенциала эмиттерного электрода (рис. 2.9 а);

$$I_a = I_k + I_{em} - I_e, \quad I_d \approx I_a$$

– в случае катодного потенциала эмиттерного электрода (рис. 2.9 б).

В обобщенной модели плазменного эмиттера условно разобьем объём, заполненный плазмой, на две области: в первой (I) – реализуется основная доля ионизационных процессов и формируется плазма, которая диффундирует во вторую область (II) – область эмиссии, где ионизационными процессами можно пренебречь (см. рис. 2.1 и рис. 2.3).

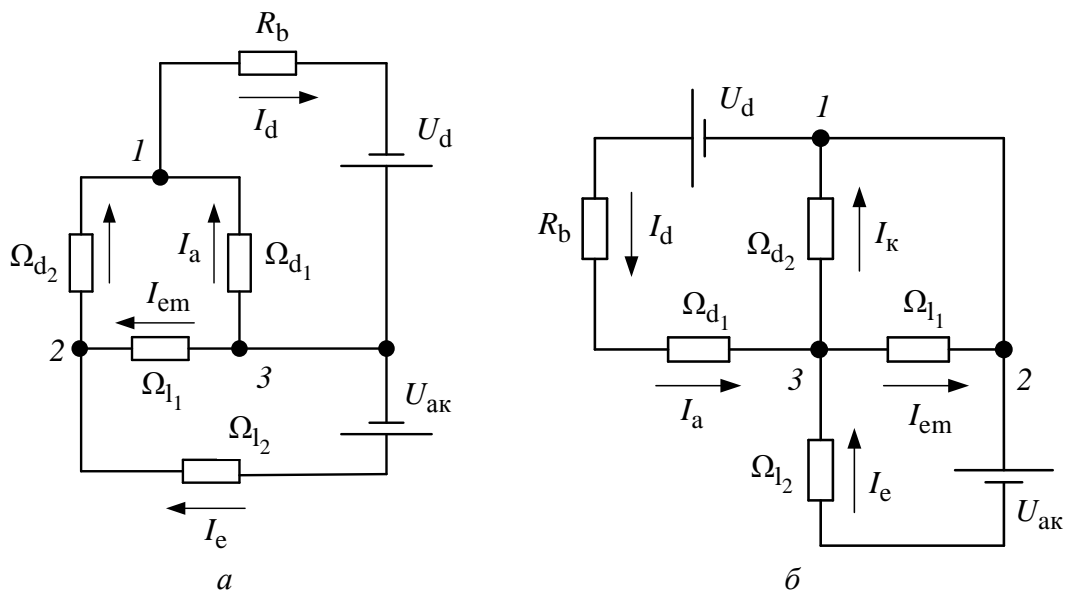


Рис. 2.9. Эквивалентные схемы плазменных эмиттеров [15]: а – с анодным; б – катодным потенциалом эмиттерного электрода (1 – катод; 2 – эмиттерный электрод; 3 – анод;  $\Omega_{d1}$  – проводимость плазмы в области анода;  $\Omega_{d2}$  – проводимость плазмы в области эмиттерного электрода;  $\Omega_{l1}$  – проводимость плазмы в области эмиссионного канала;  $\Omega_{l2}$  – проводимость ускоряющего промежутка;  $U_d$  – напряжение питания разряда;  $U_{ак}$  – ускоряющее напряжение;  $R_b$  – балластное сопротивление;  $I_d$  – ток разряда;  $I_k$  – ток катода;  $I_a$  – ток анода;  $I_{em}$  – ток эмиттерного электрода;  $I_e$  – ток эмиссии)

В случае ограниченной подвижности плазменных электронов в области I в направлении области II их эмиссия через эмиссионный канал может привести к нарушению условия квазинейтральности плазмы (концентрация ионов

становится больше концентрации электронов) в этой области. Это приведёт к локальному увеличению потенциала плазмы в области II относительно области I и формированию электрического поля, обеспечивающего дополнительный поток электронов из области I в область эмиссии II и не нарушающего её квазинейтральности.

Предположим, что наличие магнитного поля не исключает возможности использовать при рассмотрении баланса токов понятие анодного падения потенциала ( $U_a$ ), поскольку выполняется условие  $l_a < r_L$  ( $l_a$  – протяженность прианодного слоя;  $r_L$  – ларморовский радиус для электронов). Это позволяет в условиях применимости максвелловского распределения по скоростям оценить токи на анод и другие электроды при отрицательном анодном падении потенциала соотношениями

$$I_e = j_T(n_e) \exp\left(-e \frac{U_{em} - DU_{ak}}{kT_e}\right) S_e; I_a = j_T(n_0) \exp\left(-e \frac{U_a}{kT_e}\right) S_a - j_b(n_0) S_a; \quad (2.17)$$

$$I_d = (1 + \gamma) j_b(n_0) S_k; I_{em} = j_T(n_0) \exp\left(-e \frac{U_{em}}{kT_e}\right) S_{em} - j_b(n_0) S_{em},$$

где  $U_{em}$  – падение потенциала в приэлектродном слое эмиттерного электрода, который для определённости будем считать поданодным потенциалом;  $S_{em}$ ,  $S_a$ ,  $S_k$  – площади эмиттерного электрода, анода и катода соответственно;  $n_0$ ,  $n_e$  – концентрация плазмы в областях I и II соответственно;  $\gamma$  – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии с поверхности катода;  $S_e$  – площадь эмиттирующей плазменной поверхности,  $j_b$  – бомовская плотность тока ионов на электроды, согласно (2.1).

Предположим, что в плазме между областями I и II существует разность потенциалов, которую можно выразить через усредненную напряженность поля  $E$ :

$$U_{em} = U_a + El_{пл}, \quad (2.18)$$

где  $l_{пл}$  – можно приближенно считать равной длине плазменного столба между анодом и эмиттерным электродом (см. рис. 2.3 а). Направление напряженности поля ( $E$ ) выбрано против направления движения электронов в область эмиссии.

На границе раздела областей I и II должно соблюдаться уравнение непрерывности тока:

$$(j_E + j_D)S_{II} = j_T(n_e)\exp\left(-e\frac{U_{em} - DU_{ак}}{kT_e}\right)S_e + j_T(n_1)\exp\left(-e\frac{U_{em}}{kT_e}\right)S_{em}$$

– при эмиссии через потенциальный барьер;

$$(j_E + j_D)S_{II} = j_T(n_e)S_e(U_{ак}) + j_T(n_1)\exp\left(-e\frac{U_{em}}{kT_e}\right)S_{em} \quad (2.19)$$

– при эмиссии с “открытой” плазменной поверхности, где  $j_E = en_0\mu_{e\perp}E$  – плотность дрейфового тока поперёк магнитного поля через границу раздела областей;

$j_D = \frac{j_T(n_0)}{\sqrt{1+\sigma^2}}$  – плотность тока диффузии поперёк магнитного поля

[2.39]  $(\mu_{e\perp} = \frac{e\lambda_e}{m_e v_T} \frac{1}{1+\sigma^2})$  – подвижность электронов поперёк магнитного поля;

$v_T$  – средняя тепловая скорость электронов в плазме;  $\sigma = \frac{m_e v_T}{eB\lambda_e}$  – фактор,

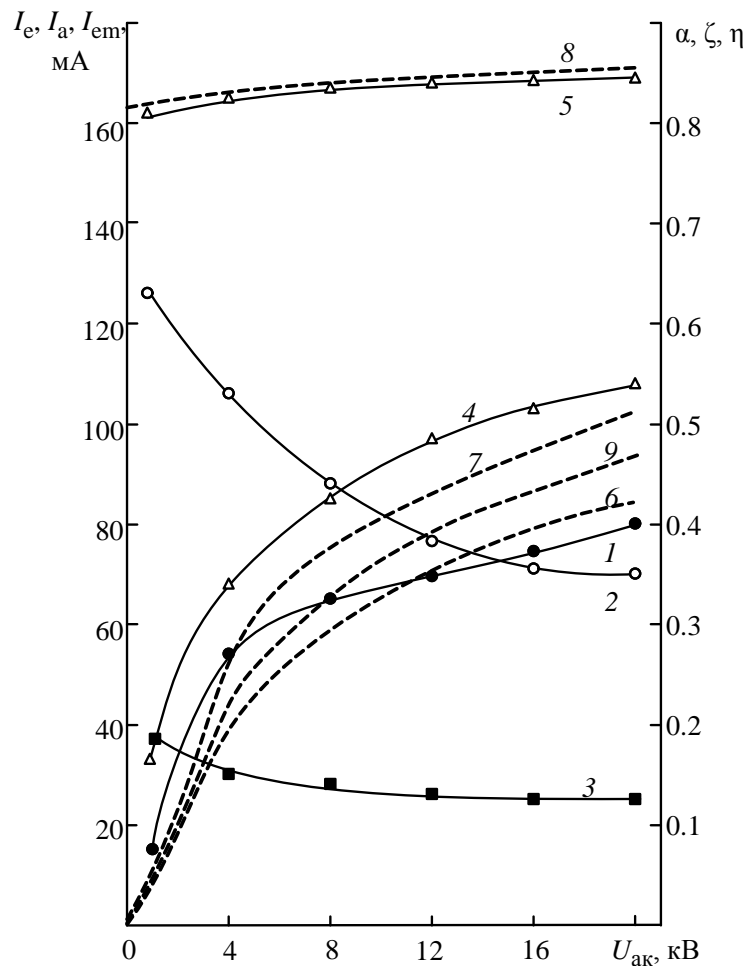
учитывающий влияние поперечного движению электронов магнитного поля;  $\lambda_e$  – средняя длина свободного пробега электронов в плазме).

Боковую поверхность плазменного столба в области II оценим как  $S_{II} = 2\pi r_{em}l_{пл} = 2l_{пл}\sqrt{S_{em}}$ , где учтено, что  $S_{em} = \pi r_{em}^2$ . Параметр  $l_{пл}$  соответствует высоте плазменного столба в области II. Площадь эмитирующей поверхности при эмиссии через потенциальный барьер определим, как площадь поверхности, соответствующую минимально возможному радиусу плазмы в канале  $r_{пл}^{\min} = 0.31r_{кан}$  на некоторой глубине  $z_{пл0}$ , т. е.  $S_e(0) = \pi(r_{пл}^{\min})^2$ . Для площади поверхности эмитирующей плазмы при эмиссии с “открытой” поверхности запишем выражение  $S_e(U_{ак}) = \pi r_{пл}^2(U_{ак})$ .

Численное решение системы уравнений (2.12), (2.13), (2.15)–(2.19) позволяет получить зависимость параметров переключения  $\xi$ ,  $\eta$ , эффективности извлечения  $\alpha$ , напряженности поля  $E$  в плазме от ряда параметров: ускоряющего напряжения, давления плазмообразующего газа  $p$ , геометрических размеров эмиссионного канала  $r_{кан}/l_{кан}$  и ускоряющего промежутка  $l_{ак}$ , отношений площадей  $b_1 = S_a/S_k$ ,  $b_2 = S_{em}/S_k$ ,  $f_0 = S_e(0)/S_{em}$  и отношения концентраций плазмы  $\chi = n_e/n_0$  при постоянном значении тока разряда (концентрации  $n_0$ ). Следует отметить, что параметр  $\chi$  в общем случае соответствует отношению плотностей хаотического тока электронов из плаз-

мы на анод и эмиттерный электрод и зависит не только от соотношения между концентрациями в соответствующих областях, но и электронных температур. Поэтому при варьировании параметра  $\chi$  можно косвенно учесть влияние разогрева плазменных электронов электрическим полем в плазме на эффективность извлечения.

На рис. 2.10 приведены **сравнительные зависимости параметров переключения  $\xi$ ,  $\eta$  и эффективности извлечения  $\alpha$** , определённые по экспериментальным зависимостям токов на электроды и рассчитанные в соответствии с изложенной моделью при условиях и геометрических параметрах, аналогичных экспериментальным для разрядной структуры, схематично представленной рис. 2.3 а.



**Рис. 2.10. Экспериментальные (экс.) и расчётные (теор.) зависимости токов на электроды и параметров переключения от ускоряющего напряжения для плазменного эмиттера (см. рис. 2.3 а):**

$$l_{\text{кан}} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}; r_{\text{кан}} = 10^{-3} \text{ м}; l_{\text{ак}} = 7 \cdot 10^{-3} \text{ м}; I_{\text{д}} = 0.2 \text{ А}$$

$$(1 - I_{\text{е}}, \alpha_{\text{экс}}; 2 - I_{\text{ем}}; 3 - I_{\text{а}}; 4 - \xi_{\text{экс}}; 5 - \eta_{\text{экс}}; 6, 9 - \alpha_{\text{теор}};$$

$$7 - \zeta_{\text{теор}}; 8 - \eta_{\text{теор}}; 6 - \chi = 0.22; 7, 9 - \chi = 0.24)$$

Количественные расхождения экспериментальной (рис. 2.10 – кривая 1) и расчётных зависимостей  $\alpha(U_{ак})$  (рис. 2.10 – кривые 6 и 9) показывают, что  $\alpha$  существенно зависит от параметра  $\chi$ , который при расчётах выбирался как некоторая постоянная величина, тогда как параметр  $\chi$  является некоторой слабо убывающей функцией тока эмиссии (ускоряющего напряжения).

На рис. 2.11 показаны расчётные зависимости напряженности формирующегося в плазме поля  $E$  от эффективности извлечения  $\alpha$  при различных условиях. По оси ординат напряженность поля представлена в виде безразмерной величины  $\varepsilon = E/E_0$ , где  $E_0 = kT_e/(el_{пл})$  – “тепловая” напряженность электрического поля в плазме, протяженностью  $l_{пл}$  с электронной температурой  $T_e$ . Как видно из этих зависимостей, эмиссия электронов может обуславливать появление в плазме слабого электрического поля, ускоряющего электроны в область извлечения электронов II. Напряженность такого поля сравнима по порядку величины с  $E_0$ , и поэтому не нарушает квазинейтральности плазмы. **Появление электрического поля в плазме при переключении тока между электродами в плазменном эмиттере** наблюдалось в экспериментах [2.40] и обсуждалось в работе К. Н. Ульянова [2.41].

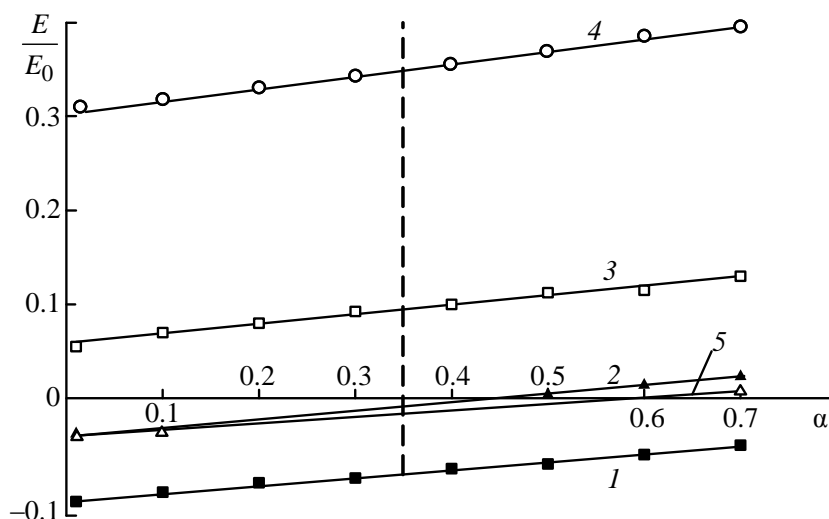


Рис. 2.11. Зависимости относительной напряженности поля от эффективности извлечения при различных давлениях и размерах эмиссионного канала:  $\chi = 0.28$ ,  $l_{ак} = 0.007$  м  
 (1 –  $p = 9 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.; 2, 5 –  $p = 8 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.;  
 3 –  $p = 7 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.; 4 –  $p = 5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.;  
 1–4 –  $r_{кан}/l_{кан} = 0.474$ ; 5 –  $r_{кан}/l_{кан} = 0.424$ )

Моделирование также показало, что в зависимости от условий (эффективность извлечения, давление газа, геометрия разрядной системы, значение



индукции магнитного поля) напряженность электрического поля в плазме может иметь различные значения и направление. В частности, с увеличением давления газа в разрядной камере подвижность электронов в поперечном магнитном поле растет и напряженность поля в плазме, необходимая для формирования потока электронов в область эмиссии, снижается (рис. 2.11 – кривые 3, 4). При ещё больших давлениях электрическое поле может не формироваться или даже иметь тормозящее для электронов направление напряженности. Это означает, что эмиттерный электрод в реальной конструкции переходит в режим полого анода с отрицательным падением потенциала в плазме [2.2], [2.40]. Однако и в этом случае увеличение эффективности извлечения может привести к формированию ускоряющей для электронов напряженности электрического поля в плазме (рис. 2.11 – кривые 2 и 5). Изменение геометрических размеров системы извлечения электронов (длина и радиус эмиссионного канала, длина ускоряющего промежутка) качественно не изменяет вид зависимостей  $\varepsilon(\alpha)$ , а приводит к некоторому смещению их друг относительно друга по оси абсцисс (рис. 2.11 – кривые 2 и 5).

Таким образом, можно предложить два механизма возмущения разряда при отборе электронов. Первый исследован в работе [2.35] и заключается в перестройке приэлектродных слоёв в разрядной камере ПИЭЛ. Условие реализации этого механизма:  $\lambda_e > l_{пл}$  ( $\lambda_e$  – средняя длина пробега электронов в плазме в направлении эмиссионного канала;  $l_{пл}$  – максимальный размер плазменного образования).

При условии  $\lambda_e < l_{пл}$  реализуется другой механизм, который исследовался в работах [2.18], [2.37], [2.38] и суть которого заключается в следующем. Так как  $\lambda_e < l_{пл}$ , то переключение значительной доли электронного компонента в эмиссионный канал возможно только за счёт возникновения некоторого электрического поля в плазме с напряженностью порядка  $E = kT_e / (e\lambda_e)$ , которое возбуждает дрейфовый ток в плазме в направлении эмиссионного канала [2.37], [2.38].

Появление даже незначительного электрического поля в эмитирующей плазме при  $\lambda_e < l_{пл}$  может существенно влиять на степень ионизации газа плазменными электронами (высокоэнергетической части их распределения по энергиям) согласно (2.9). При этом наблюдается снижение напряжения на разряде (катодного падения потенциала), формирующем эмитирующую плазму [2.38]. Одновременно с этим возрастает ток разряда и эффективность

извлечения. В таком режиме работы ИЭП мощность, потребляемая от источника питания разряда, снижается, хотя ток разряда и ток эмиссии возрастают. Это означает, что энергия, затрачиваемая на ионизацию газа в разрядной камере, дополнительно поступает и от источника напряжения, используемого для ускорения электронного пучка. При достижении эффективности извлечения величины, близкой к единице, можно считать, что по сути реализуемых физических процессов режим работы ИЭП становится общей газоразрядной структурой с большим анодным падением [2.2] и двумя источниками питания – разрядного и ускоряющего напряжений.

Относительные снижения напряжения  $u = U_d / U_{d0}$  на газоразрядных структурах (см. рис. 2.1 и рис. 2.3) в зависимости от эффективности извлечения на зонд, установленный в эмиссионном канале, показаны на рис. 2.12. Величина  $U_{d0}$  соответствует значениям напряжения горения разряда в отсутствие эмиссии электронов ( $\alpha \approx 0$ ). Увеличение  $\alpha$  обеспечивалось повышением потенциала зонда относительно эмиттерного электрода, что моделирует увеличение ускоряющего напряжения.

Характер зависимостей с увеличением эффективности извлечения (рис. 2.12) согласуется с изложенной ранее моделью перестройки разряда в ИЭП. Следует отметить, что такая перестройка разряда имеет место, когда давление газа в разрядной камере превышает некоторое различное для разных конструкций ИЭП критическое давление. При давлениях ниже критического зависимость  $\alpha$  от ускоряющего напряжения в широком диапазоне напряжений оказывается менее незначительной. Обычно режим работы ИЭП в технологических электронно-лучевых установках ограничивают этими диапазонами ускоряющих напряжений и давлений [2.1], [2.9], [2.42].

На рис. 2.13 представлены вольт-амперные характеристики, полученные в условиях повышения напуска плазмообразующего газа (давления) (кривые 1–3) и в условиях эмиссии электронов из плазмы (кривые 2, 2' и 2'' и кривые

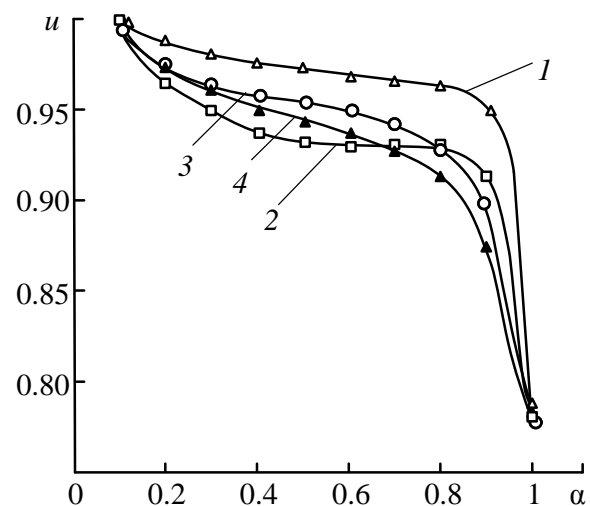


Рис. 2.12. Зависимость относительного напряжения горения разряда от эффективности извлечения: 1, 4 –  $10^{-3}$  мм рт. ст.; 2, 3 –  $5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.; 1, 2 – отражательный разряд с полым катодом (см. рис. 2.1); 3, 4 – модифицированный разряд со скрещенными полями (см. рис. 2.3)

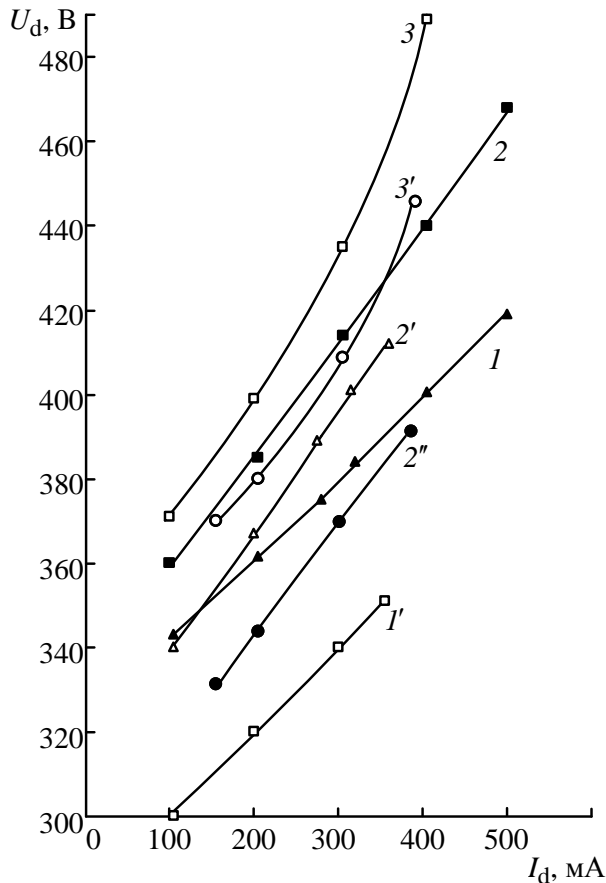


Рис. 2.13. ВАХ разряда плазменного эмиттера на основе модифицированной структуры при отборе электронов и в его отсутствие: 1, 1' – 2.8 мПа·м<sup>3</sup>/с; 2, 2', 2'' – 2.4 мПа·м<sup>3</sup>/с; 3, 3' – 1.25 мПа·м<sup>3</sup>/с; 1–3 –  $U_{ак} = 0$ ; 1'–3' –  $U_{ак} = 12$  кВ; 2'' –  $U_{ак} = 20$  кВ

3 и 3') для плазменного эмиттера на основе модифицированной структуры со скрещенными полями (см. рис. 2.3).

Процессы, влияющие на параметры разряда в обоих случаях, приводят к однотипному смещению ВАХ в область меньших разрядных напряжений. Поскольку повышение давления однозначно приводит к увеличению интенсивности ионизационных процессов в разряде, то можно утверждать, что эмиссия электронов также способствует росту числа ионизаций в плазме. Это при постоянном напряжении питания разряда (энерговкладе в разряд от источника питания разряда) возможно только за счёт возникновения в плазме слабого электрического поля, повышающего ионизационную способность плазменных электронов.

Для плазменных эмиттеров заряженных частиц в качестве основной энергетической характеристики принято использовать понятие энергетической эффективности ( $H$ ), которая определяется через эффективность извлечения  $\alpha$  [2.1]:

$$H = \frac{I_e}{P} = \frac{I_e}{I_d U_d} = \frac{\alpha}{U_d}.$$

Энергетическая эффективность характеризует мощность, которая потребляется от источника электропитания разряда при заданном значении тока эмиссии. Для понимания процессов, происходящих в плазменном эмиттере, введем дополнительный энергетический параметр

$$\kappa = \frac{U_d I_d (1 - \alpha)}{U_{d0} I_{d0}},$$

где  $U_d$  и  $I_d$  – напряжение и ток разряда при некотором значении эффективности извлечения;  $U_{d0}$  и  $I_{d0}$  – напряжение горения и ток разряда в отсутствие принудительного извлечения электронов из плазмы ( $\alpha \rightarrow 0$ ).

В модели плазменного эмиттера, не учитывающей возмущение плазмы отбором электронов [2.35], зависимости энергетической эффективности от эффективности извлечения имеют линейный вид. Эмиссия электронов влияет на интенсивность ионизационных процессов, т. е. приводит к изменению энергетического баланса в разряде. Поэтому всякое отклонение зависимости  $H(\alpha)$  от линейного вида свидетельствует о возникновении источника дополнительной энергии, вносимой в разряд.

На рис. 2.14 для сравнения представлены экспериментальные и расчётные зависимости: эффективности извлечения  $\alpha(U_{ак})$ , энергетической эффективности  $H(U_{ак})$  и энергетического параметра  $\kappa(U_{ак})$  от ускоряющего напряжения  $U_{ак}$  при различных величинах напуска газа для рассматриваемых типов плазменных эмиттеров (см. рис. 2.1 а и рис. 2.3 а). Расчётные зависимости энергетической эффективности (кривые 7, 8) получены на основе модели плазменного эмиттера, изложенной ранее и в [2.36].

Анализ зависимостей (рис. 2.14) позволяет выделить три качественно различных области, характеризующие реакцию плазменного эмиттера на отбор электронов. В областях I и III ток эмиттерного электрода в меньшей степени зависит от тока эмиссии, в сравнении с промежуточной областью (область II), когда эта зависимость более существенна. Можно предполагать, что наличие таких областей свидетельствует о существовании нескольких механизмов формирования эмиссионного тока.

В области I эмиссионный ток формируется без существенного перераспределения токов между электродами в разрядной камере, например, за счёт уменьшения величины потенциального барьера для электронов вблизи эмиттирующей плазменной поверхности в эмиссионном канале с ростом ускоряющего напряжения. При этом эффективность извлечения (рис. 2.14, кривая 1) мала, а энергетическую эффективность (рис. 2.14, кривые 2, 5) и относительную мощность (рис. 2.14, кривые 3, 6) можно считать постоянными. Это означает, что отбор электронов не оказывает влияния на параметры плазменного эмиттера, т. е. выполняется условие его бесконечной эмиссионной способности, согласно модели [2.35]. Поэтому область I можно считать соответствующей “режиму зондовых измерений”.

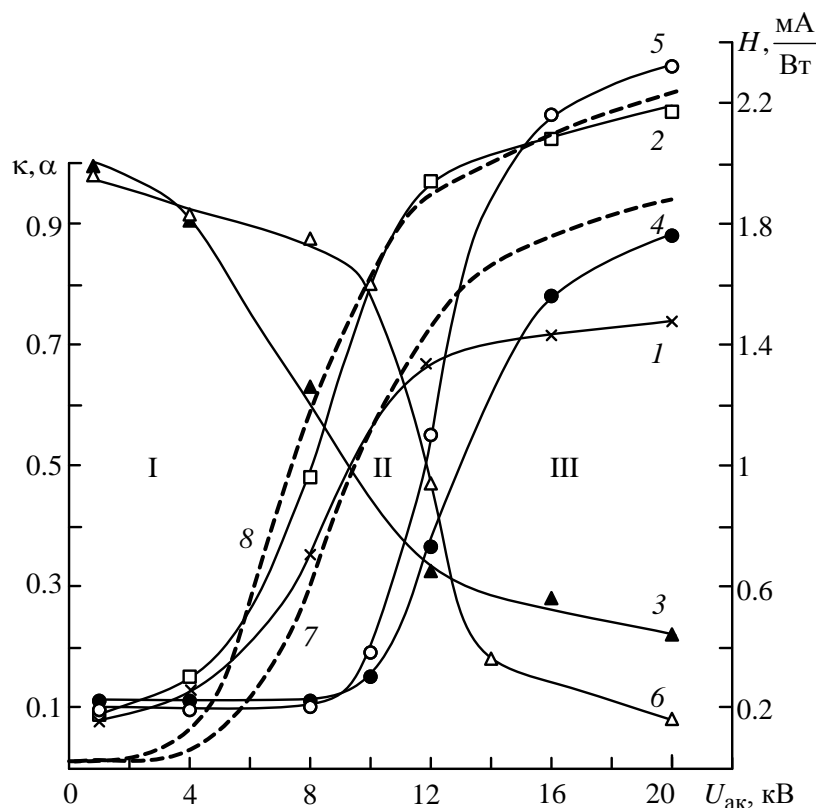


Рис. 2.14. Экспериментальные (1–6) и расчётные (7, 8) зависимости эффективности извлечения  $\alpha$  (1, 4), энергетической эффективности  $H$  (2, 5, 7, 8) и энергетического параметра  $\kappa$  (3, 6) от ускоряющего напряжения для двух типов плазменных эмиттеров – на основе разряда с полым катодом (4–6) и модифицированной структуры (1–3, 7, 8): 1–3 –  $l_{\text{кан}} = 2 \cdot 10^{-3}$  м,  $2.25 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$ ; 4–6 –  $l_{\text{кан}} = 1 \cdot 10^{-3}$  м,  $1.7 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$ ; 7, 8 –  $r_{\text{кан}} = 0.93 \cdot 10^{-3}$  м; 7 –  $p = 5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.; 8 –  $p = 8 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.;  $I_{d0} = 0.2$  А,  $r_{\text{кан}} = 10^{-3}$  м,  $l_y = 6 \cdot 10^{-3}$  м

Область II является переходной, поскольку не только эффективность извлечения (рис. 2.14, кривые 1, 4), но и энергетическая эффективность (рис. 2.14, кривые 2, 5) резко возрастают. Это может быть обусловлено увеличением площади эмитирующей плазменной поверхности и (при снятии потенциального барьера для электронов) её перемещением в область большей концентрации плазмы [2.27] с ростом ускоряющего напряжения. При этом для обоих типов плазменных эмиттеров электронов (рис. 2.14, кривые 1, 2 и 4, 5) крутизна зависимостей  $H(U_{\text{ак}})$  (рис. 2.14, кривые 2, 5) выше, чем  $\alpha(U_{\text{ак}})$  (рис. 2.14, кривые 1, 4), что свидетельствует о повышении интенсивности ионизационных процессов в разряде. Такое предположение подтверждается также видом зависимости энергетического параметра  $\kappa$  (рис. 2.14, кривые 3, 6), вкладываемой в разряд от источника его электропитания. Резкое

убывание  $\kappa(U_{\text{ак}})$  в области II может быть обусловлено возникновением не- которого механизма, обеспечивающего дополнительный энерговклад в плаз- му разряда, но от другого источника электропитания – источника ускоряю- щего напряжения. При этом также происходит интенсивное перераспреде- ление токов между эмиттерным электродом и эмиссионным каналом.

В области III рост тока эмиссии не связан с изменением тока эмиттерно- го электрода и, по-видимому, в большей степени обеспечивается другими механизмами, например, формированием слабого электрического поля в плазме, способствующего потоку плазменных электронов в область эмиссии, как это предлагается в модели [2.37]. В области III эффективность извлече- ния ( $\alpha$ ) стремится к насыщению (рис. 2.14, кривая 1), а энергетическая эф- фективность слабо растёт (рис. 2.14, кривая 2). Поскольку в этой области па- раметр  $\kappa$  (относительная мощность, вкладываемая в разряд от его источника питания) меняется слабо и составляет 10–20 % от его первоначального зна- чения, то можно предположить, что основная доля энергии, необходимой для поддержания такого режима, поступает от источника ускоряющего напряже- ния. В этом случае **основная часть разрядного тока (когда  $(\alpha > \alpha_{\text{кр}})$ ) пе- реключается (замыкается) на ускоряющий электрод, и он начинает вы- полнять роль анода газоразрядной структуры, т. е. реализуется “режим полного переключения”, который рассматривался в [2.35].** Однако под “режимом полного переключения” следует понимать переход плазменного эмиттера в такое состояние, когда определяющий энерговклад в формирова- ние плазмы вносит источник, обеспечивающий извлечение электронов, а не достижение эффективностью извлечения значения, близкого к единице. При- чём, как следует из рис. 2.14 (кривые 2 и 4), для реализации “режима полного переключения” эффективность извлечения не обязательно должна достигать значения, близкого к единице. Разряд может перейти в режим горения с “полным переключением” при превышении эффективностью извлечения не- которого критического значения  $\alpha > \alpha_{\text{кр}}$ . В этом режиме, с одной стороны, обеспечивается требуемый ток эмиссии за счёт формирования дополнитель- ных механизмов, обеспечивающих поток плазменных электронов в область эмиссии. С другой стороны, параметры разряда становятся зависимыми от эффективности извлечения, т. е. в плазменном эмиттере реализуется положи- тельная обратная связь и его надо рассматривать как новую газоразрядную

структуру с дополнительным источником питания, который при определённых условиях может выполнять основную роль.

Из сравнения рассчитанных (рис. 2.14 кривые 7 и 8) и экспериментальных (кривая 2) зависимостей энергетической эффективности видно, что между ними существует качественное соответствие. Различие в крутизне зависимостей, которое проявляется в переходной области, может быть обусловлено тем, что в предложенной модели [2.37] не учитывается распределение поля в эмиссионном канале и влияние на ток эмиссии части электронов, эмитированных из плазмы в периферийные области эмиссионного канала, в общем токе эмиссии. Увеличение давления газа (рис. 2.14, кривые 7 и 8) приводит к смещению зависимости энергетической эффективности в область меньших ускоряющих напряжений в соответствии с экспериментальными результатами. Расчёты также показывают, что эмиссия электронов через эмиссионный канал с радиусом, выше некоторого критического для данных условий значения, не может происходить без возмущения плазмы газового разряда, что соответствует экспериментальным результатам [2.1], [2.9], [2.37].

Таким образом, **можно сформулировать причины, обуславливающие возмущение параметров плазменного эмиттера при отборе электронов.** Во-первых, отбор электронов из плазмы может приводить к повышению её потенциала, увеличению катодного падения и, как следствие, росту концентрации за счёт увеличения числа быстрых (эмитированных катодом) электронов. Во-вторых, обратный ионный поток в плазму из ускоряющего промежутка, обусловленный ионизацией газа электронным пучком, может приводить к локальному повышению концентрации ионов в области эмиссии и формированию электрического поля в плазме и потока электронов из плазмы в область эмиссии (см. также раздел 2.6). В-третьих, интенсивная эмиссия электронов из плазмы может привести к локальному нарушению её квазинейтральности в области эмиссии и появлению дополнительного потока электронов в плазме, который стремится нивелировать это нарушение. Последний механизм может быть реализован только при условии ограниченной подвижности плазменных электронов (например, в магнитном поле). В противном случае, плазменные электроны, обладая высокой по сравнению с ионами подвижностью, перераспределятся в плазме, и возмущение ограничится повышением её потенциала в целом.

Необходимо отметить, что указанные механизмы имеют однонаправленный характер, очевидно, усиливая друг друга, и могут обеспечить формиро-

вание зависимости параметров плазменного эмиттера от тока эмиссии, что делает необходимым учёт влияния отбора электронов на эмиссионные свойства плазменного эмиттера, особенно если источник электронов работает в нестабильных условиях, например, по давлению в технологической камере.

Ионизационные процессы в ускоряющем промежутке ИЭП и пространстве дрейфа пучка ускоренных электронов также могут оказывать существенное влияние на эффективность извлечения и ток пучка. В результате ионизации газа высокоэнергетичными электронами пучка увеличивается первеанс промежутка ускорения и возникает поток ионов в эмитирующую плазму из промежутка ускорения и дрейфа электронного пучка. Ионизация газа электронным пучком приводит вследствие малой подвижности ионов к их накоплению в электронном пучке и к компенсации в определённой степени отрицательного объёмного заряда электронов пучка. В результате этого потенциал пространства в области эмитирующей поверхности повышается и граница плазмы перемещается так, что протяженность ускоряющего промежутка возрастает. Такое перемещение осуществляется при эмиссии с “открытой” плазменной поверхности (см. рис. 2.5 *г*) и в пределах, необходимых для восстановления условия (2.11). При эмиссии электронов через потенциальный барьер повышение первеанса промежутка ускорения приводит к снижению потенциального барьера. В обоих случаях обычно наблюдается увеличение тока эмиссии и эффективности извлечения, которые, впрочем, могут оставаться стабильными вплоть до некоторого значения давления, при котором реализуется предпробойный режим, характеризующийся значительным увеличением тока и формированием положительной обратной связи между током разряда и током эмиссии [2.18], [2.19], [2.42], [2.43]. В этом случае более существенное влияние возникающих в электронном пучке ионов на ток эмиссии и эффективность извлечения обусловлено накоплением ионного объёмного заряда и деформацией распределения потенциала в ускоряющем промежутке, которая приводит к возникновению в этом промежутке “вторичной” плазмы [2.19], [2.44], [2.45]. В ИЭП, генерирующих сфокусированные электронные пучки, формируется “катодная” вторичная плазма с потенциалом 100...200 В относительно эмитирующей плазмы, что соответствует энергии электронов, при которой сечение ионизации газа ими оказывается максимальным [2.45].

В ИЭП, генерирующих электронные пучки большого сечения (ПБС) [2.15], при повышенных давлениях газа в промежутке ускорения может формироваться “анодная” вторичная плазма, отделённая от эмитирующей плаз-



мы двойным электрическим слоем [2.19], [2.44] с падением потенциала, близким к потенциалу ускоряющего электрода. Вторичную плазму в этом случае можно рассматривать как виртуальный ускоряющий электрод с потенциалом  $U_{ак}$ , расположенным на расстоянии  $l'_y$ , значительно меньшем, чем конструктивная длина ускоряющего промежутка  $L_y$  (рис. 2.15 а). С увеличением давления газа вторичная плазма приближается к сеточному электроду (рис. 2.15 б), уменьшая тем самым эффективную длину ускоряющего промежутка  $l'_{y2} < l'_{y1}$ . В результате значительно возрастает приведенная напряженность  $E_{пр}$  в промежутке (отношение ускоряющего напряжения к длине промежутка ускорения электронов), его первеанс, а значит, изменяется распределение потенциала в пристеночном (приэлектродном) слое. При этом эмиссионные характеристики оказываются существенно зависимыми от ионизационных процессов в промежутке (давления газа).

Поступление в плазму ионов, возникающих в электронном пучке (обратный ионный ток), оказывает влияние на эмиссионные характеристики ИЭП, в частности, на эффективность извлечения за счёт перераспределения плотности эмитирующей плазмы и формирования в ней электрического поля [2.37]. Эти эффекты являются следствием интенсивной эмиссии электронов из объёма плазмы, перезарядки ионов, поступающих в плазму из ускоряющего промежутка, и ограничения подвижности плазменных электронов в разряде.

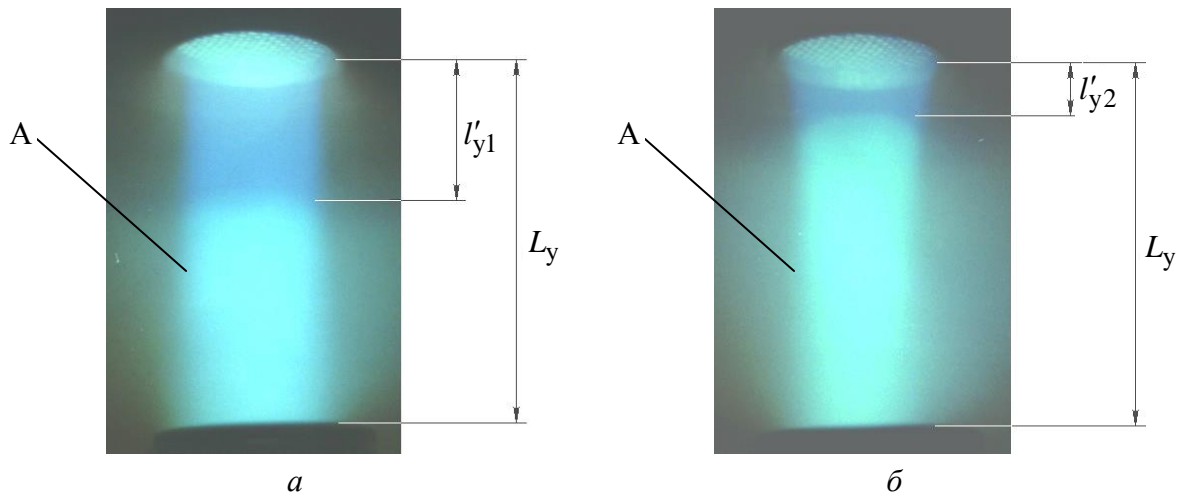


Рис. 2.15. Вторичная плазма в ускоряющем промежутке [15]  
(область А) при формировании электронных пучков большого сечения  
( $U_{ак} = 15$  кВ;  $I_e = 70$  мА): а –  $p = 2 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.; б –  $p = 6 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.

Так как отбор электронов затрагивает не только области, прилегающие к области эмиссии, а интенсивность перезарядки на пути обратного ионного тока неоднородна, то в плазме возникает неоднородность в распределении ионов, нескомпенсированных зарядом электронов. В зависимости от соотношения подвижностей этих ионов и электронов в плазме реализуется соответствующее перераспределение плотности плазменных электронов или возникает электрическое поле. Оба варианта процессов (или их совокупность) приводят к увеличению эффективности извлечения электронов.

## 2.5. Эмиссионные характеристики источников электронов с плазменным эмиттером

На основе газоразрядных структур, представленных на рис. 2.1 – рис. 2.3, разработан ряд конструкций электронных источников с плазменным эмиттером, обладающих широким спектром технологических возможностей (рис. 2.16) [2.9], [2.13], [2.46].

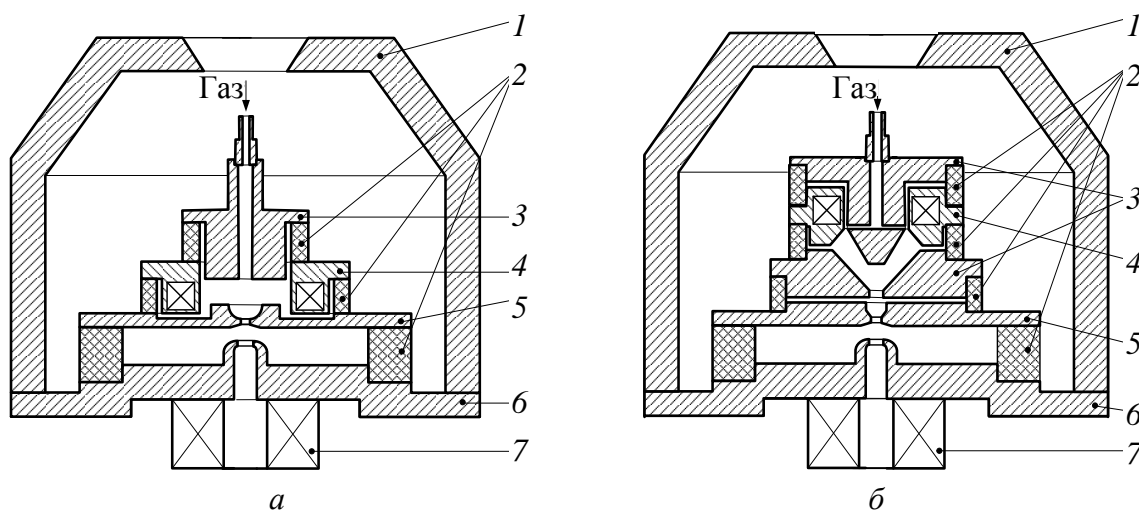


Рис. 2.16. Конструкции источников электронов [15]: *а* – схема пушки на основе отражательного разряда с полым катодом; *б* – схема пушки на основе модифицированного разряда со скрещенными  $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ -полями (1 – корпус; 2 – изоляторы; 3 – катоды; 4 – анод; 5 – эмиттерный электрод; 6 – ускоряющий электрод; 7 – линза)

На рис. 2.16 *а* представлена конструкция ИЭП на основе разряда с полым катодом, которая обеспечивает получение сфокусированных электронных пучков с высокой яркостью и применяется в основном для сварки [2.9], [2.47]. На рис. 2.17 представлены типичные характеристики этого типа источников. К основным достоинствам такого типа источников следует отнести следующие: близкий к линейному вид эмиссионной характеристики (рис. 2.17 *а*), что обеспечивает эффективное управление мощностью элек-

тронного пучка за счёт изменения тока разряда, и наличие области квазинасыщения на ВАХ (рис. 2.17 б). Электронный источник с полым катодом стабильно работает в широком диапазоне напусков газа, что иллюстрируется видом газовых характеристик на рис. 2.17 в. В подписях к рисункам указаны напуск плазмообразующего газа и давление в вакуумной камере.

Конструкция плазменного источника электронов на основе модифицированного разряда со скрещенными полями (см. рис. 2.3 а) показана на рис. 2.16 б [2.7], [2.13]. Для повышения стабильности и улучшения параметров электронного пучка в конструкции реализована возможность автоматической регулировки потенциала эмиттерного электрода включением сопротивления смещения  $R_s$  в его цепь [2.14].

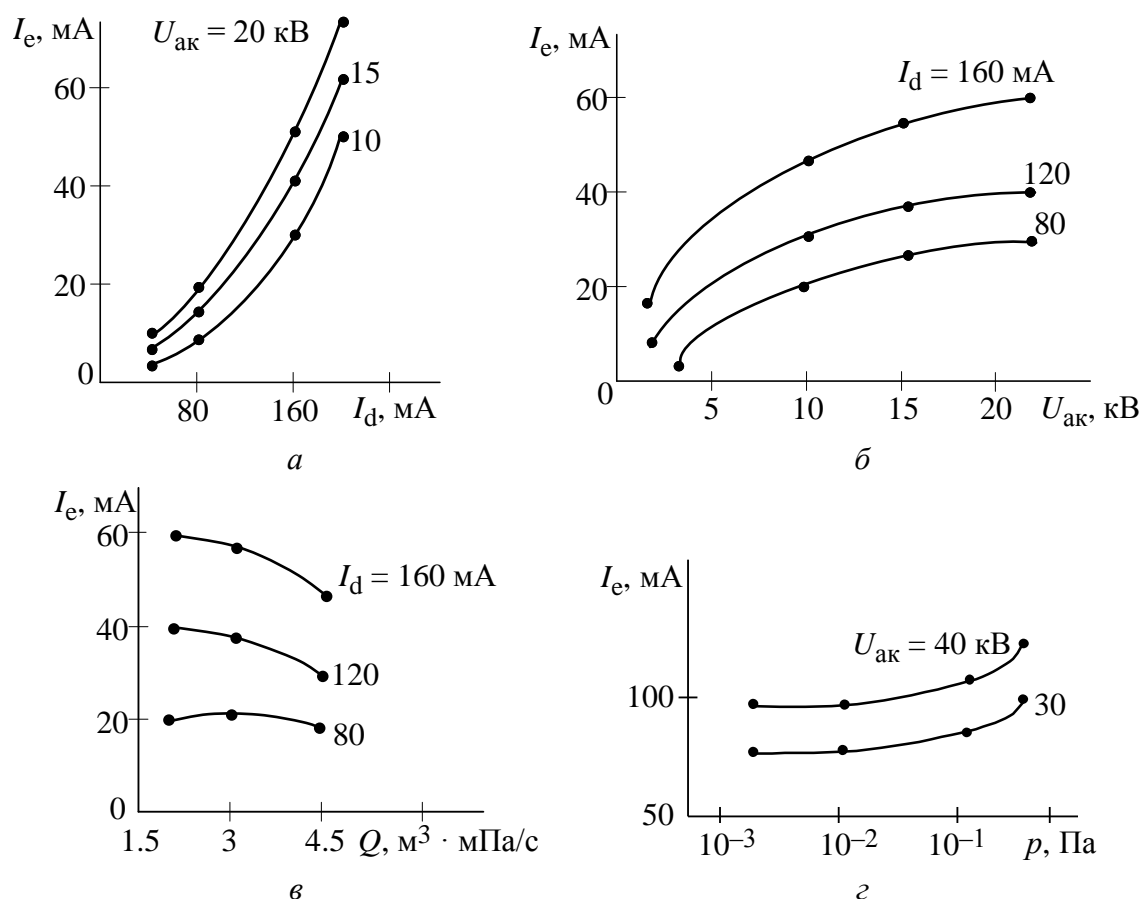


Рис. 2.17. Типичный вид характеристик плазменного источника электронов на основе разряда с полым катодом [2.2]: а – эмиссионная характеристика; б – вольт-амперная характеристика; в, г – газовые характеристики

На рис. 2.18 представлены типичные характеристики источников, показанных на рис. 2.16. Эмиссионные характеристики (рис. 2.18 а) имеют участок, близкий к линейному, с крутизной, существенно меньшей в сравнении с источниками на основе разряда с полым катодом. В ряде случаев, например в

условиях нестабильности давления или при наличии микропробоев ускоряющего промежутка, при таком виде эмиссионной характеристики стабильность тока пучка оказывается выше, чем в источниках с термокатодом.

При реализации смещения потенциала эмиттерного электрода крутизна зависимости  $I_e(I_d)$  несколько уменьшается, что незначительно снижает управляемость током пучка (рис. 2.18 *а*, кривые 2, 3), однако повышает стабильность эмиссионных параметров источника. Зависимость тока пучка от ускоряющего напряжения (рис. 2.18 *б*) имеет область квазинасыщения.

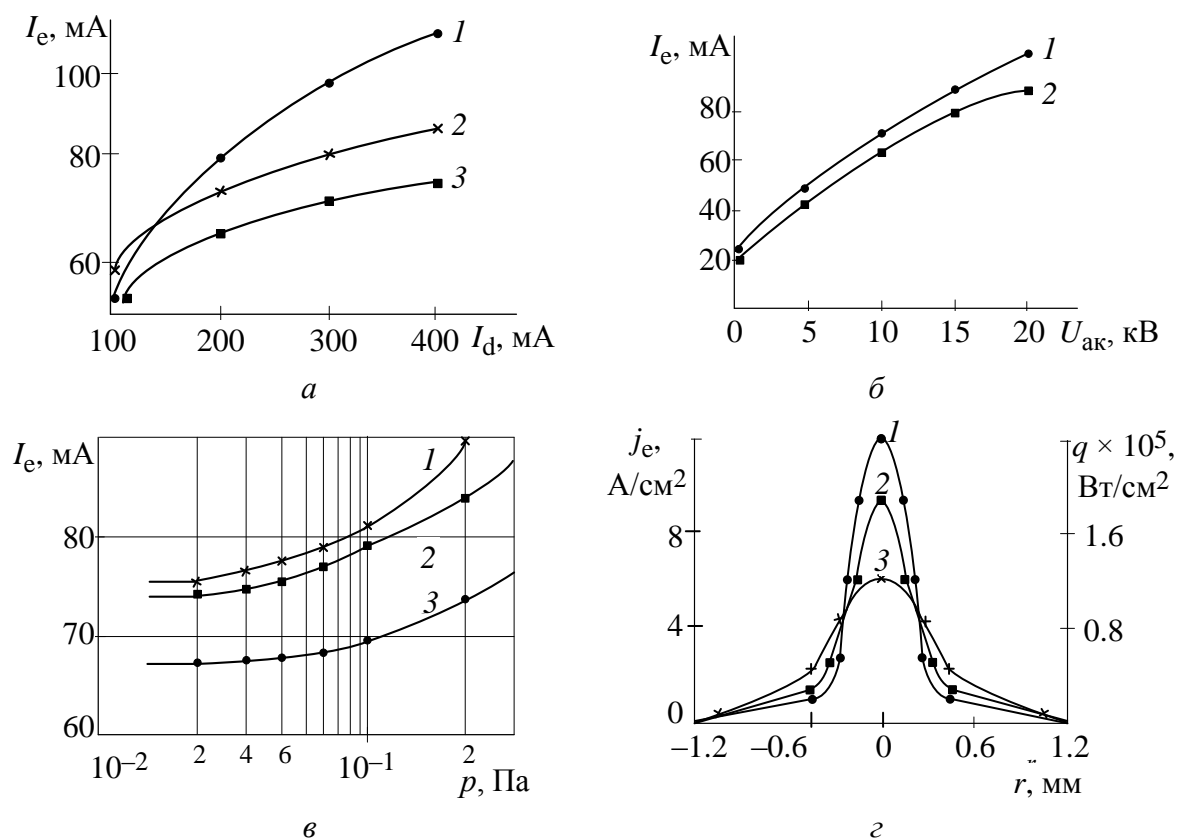


Рис. 2.18. Основные характеристики плазменного источника электронов на основе разряда в скрещенных полях [2.13]: *а* – эмиссионная характеристика ( $U_{ак} = 18$  кВ; напуск газа (воздух) –  $1.5 \text{ м}^3 \cdot \text{мПа}/\text{с}$ ; 1, 2 –  $p = 4 \cdot 10^{-2}$  Па; 3 –  $p = 10^{-1}$  Па; 1 –  $R_s = 0$ ; 2, 3 –  $R_s = 1$  кОм); *б* – вольт-амперная характеристика ( $I_d = 0.2$  А;  $1.5 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$ ; 1 –  $p = 4 \cdot 10^{-2}$  Па; 2 –  $p = 10^{-1}$  Па; 1 –  $R_s = 0$ ; 2 –  $R_s = 1$  кОм); *в* – газовая характеристика ( $U_{ак} = 16$  кВ;  $1.5 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$ ; 1 –  $R_s = 0$ ; 2 –  $R_s = 0.5$  кОм, 3 –  $R_s = 1$  кОм); *г* – распределение плотности тока и плотности мощности по сечению сфокусированного пучка ( $U_{ак} = 18$  кВ;  $1.7 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$ ;  $I_d = 0.2$  А;  $I_e = 0.08$  А; 1 –  $R_s = 1$  кОм; 2 –  $R_s = 0.5$  кОм; 3 –  $R_s = 0$ )

Основное преимущество данного источника – слабая зависимость эмиссионного тока от давления вплоть до  $p = 0.3$  Па, что иллюстрируется рис. 2.18 *в*. Эта особенность реализуется как за счёт рассмотренного механизма формирования эмиссионного тока, так и вследствие использования в си-

стеме дополнительной (не схемотехнической) стабилизации параметров электронного пучка (включением сопротивления  $R_s$  в цепь эмиттерного электрода относительно анода) [2.50]. На рис. 2.18 *г* представлены также распределения плотностей тока и мощности электронного пучка по сечению. Распределение показывает, что максимальное значение  $q_{\max} \approx 10^9$  Вт/м<sup>2</sup> и эффективный диаметр электронного пучка (который определяется на уровне  $0.1q_{\max}$ ) соответствуют типичным значениям плотности мощности электронных пучков, применяемых для электронно-лучевой сварки (например, [2.26]). Эти условия, а также вид газовой характеристики позволяют применять данный источник для сварки, в том числе и материалов с повышенным газоотделением в технологическом процессе.

Пример конструкции источника электронов, формирующего пучки большого сечения, представлен на рис. 2.19 [2.7], [2.20]. Отличительной особенностью источника является возможность обеспечить более интенсивную диффузию плазмы в периферийные области электрода-расширителя в сравнении с диффузией на оси плазменного эмиттера. В результате высокую однородность плотности эмиссионного тока можно обеспечить без использования дополнительных электродов в объеме расширителя.

Для обеспечения стабильности эмиссионных параметров источника при сохранении максимально высокой плотности эмиссионного тока в источнике использован способ двухсекционной стабилизации плазменной поверхности [2.18]–[2.20]. В этом случае эмиттерный электрод представляет собой двойную сетку с высокой геометрической прозрачностью. Сетки эквипотенциальны и отстоят друг от друга на расстоянии, сравнимом с размерами ячеек. Одна из сеток, обращенная к разрядной структуре, как и ранее, выполняет функцию элемента конструкции, стабилизирующего плазменную поверхность. Другая сетка препятствует

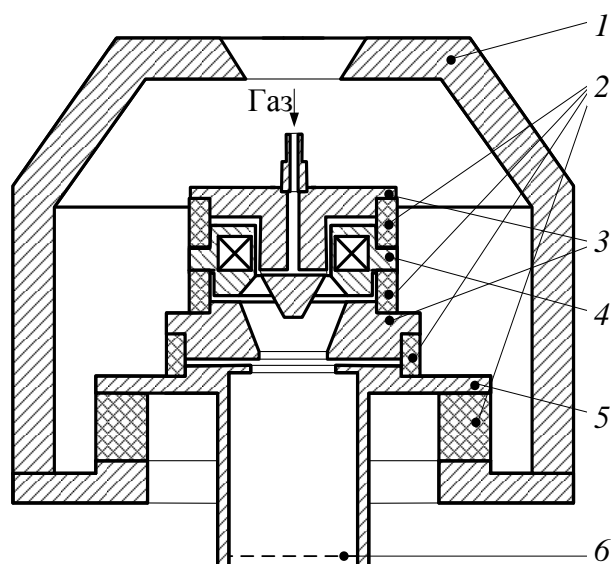


Рис. 2.19. Плазменный источник электронов с ПБС на основе разряда со скрещенными  $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ -полями [2.20]: 1 – корпус; 2 – изоляторы; 3 – катоды; 4 – анод; 5 – электрод-расширитель; 6 – эмиттерный (сеточный) электрод

значительному проникновению поля ускоряющего электрода в пространство за сетку при повышенных давлениях за счёт существующего между сетками квазиэквипотенциального пространства. Этот способ обеспечивает возможность повышения плотности мощности электронного пучка большого сечения, что позволяет расширить его технологические возможности.

На рис. 2.20 представлены типичные характеристики источника с пучком большого сечения (см. рис. 2.19) в стационарном и импульсном режимах, а на рис. 2.21 представлены фотографии электронных пучков, генерируемых этим источником.

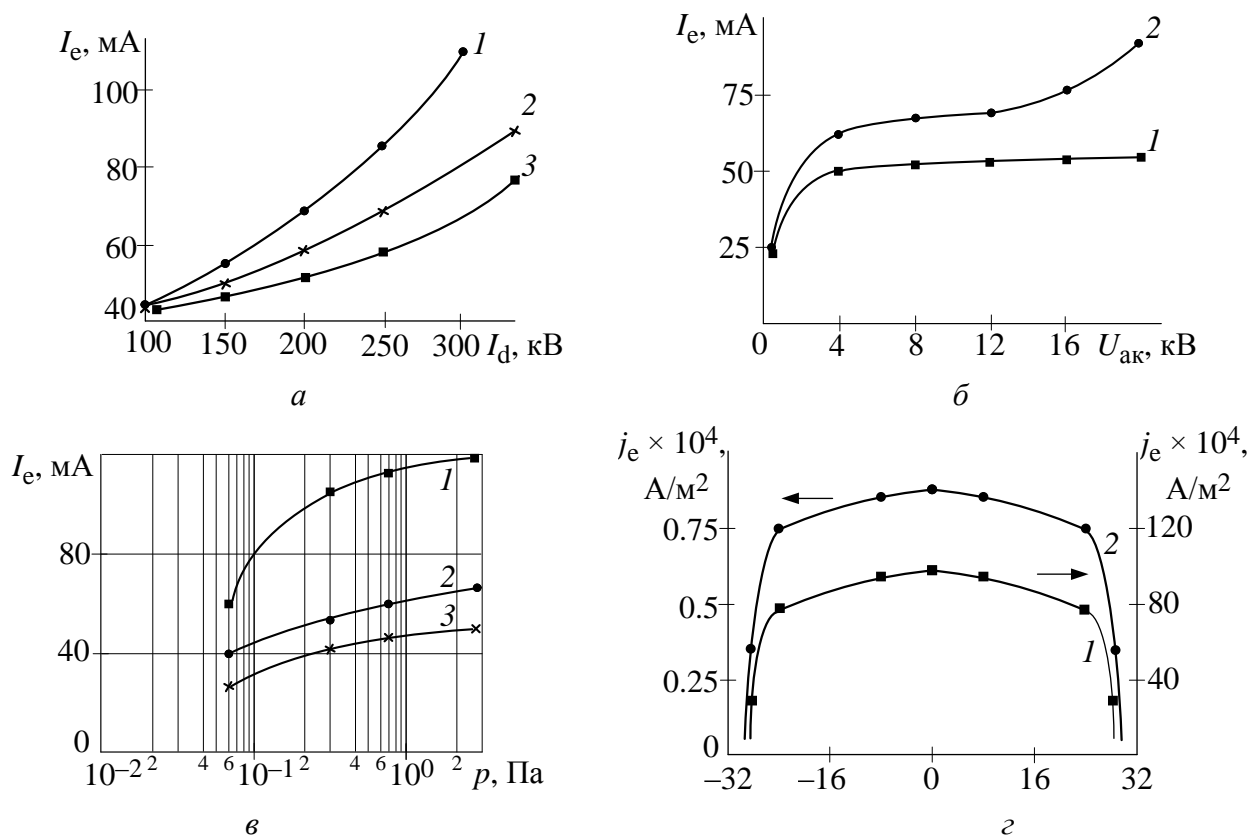


Рис. 2.20. Характеристики источника с пучком большого сечения ( $\xi$  – прозрачность сеточного эмиттерного электрода): а – эмиссионные характеристики (1 – 28 мПа · м<sup>3</sup>/с; 2 – 25 мПа · м<sup>3</sup>/с; 3 – 20 мПа · м<sup>3</sup>/с;  $U_{ak} = 10$  кВ;  $\xi = 0.472$ ); б – вольт-амперные характеристики (1 – эмиттерный электрод в виде двойной сетки; 2 – эмиттерный электрод в виде одинарной сетки;  $\xi = 0.615$ ; 25 мПа · м<sup>3</sup>/с;  $p = 3 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.; 1 –  $I_d = 0.15$  А; 2 –  $I_d = 0.2$  А); в – газовая характеристика в импульсном режиме ( $\xi = 0.472$ ;  $U_{ak} = 8$  кВ; 1 –  $I_d = 20$  А; 2 –  $I_d = 11$  А; 3 –  $I_d = 7$  А); г – распределение плотности тока по сечению пучка (1 – импульсный режим (длительность импульса 100 мкс); 2 – стационарный режим)

Фотография на рис. 2.21 а получена в условиях небольшого диаметра электрода-расширителя и с использованием магнитной линзы, а на рис. 2.21 б – без магнитной линзы и с большим диаметром расширителя плазмы. Из рис. 2.20 г видно, что в импульсном режиме может быть достигнута плот-

ность мощности электронного пучка на несколько порядков выше, чем в стационарном случае. На рис. 2.20 б иллюстрируется результат применения двухсеточного эмиттерного электрода. Видно, что при двухсеточной стабилизации незначительно уменьшается эффективность извлечения, но обеспечивается более высокая стабильность эмиссионного тока.

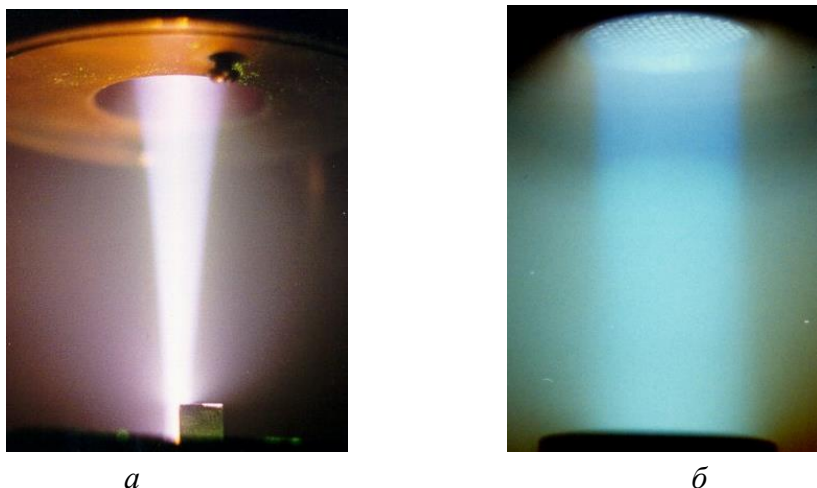


Рис. 2.21. Электронные пучки, генерируемые ИЭП на основе разряда со скрещенными  $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ -полями [15]: а – диаметр пучка 8 мм, б – 50 мм

В последнее время значительно возрос интерес к электронным пучкам с сечением, отличным от кругового, линейного [2.9], квадратного и т. д. Это обусловлено необходимостью разработки новых эффективных методов равномерного воздействия на большие площади в электронике, материаловедении и других областях и связано с интенсивным развитием плазмохимии. Линейные электронные пучки могут быть получены с помощью электродной структуры, представленной на рис. 2.4, за счёт использования соответствующих экранирующих вставок в область сеточного эмиттерного электрода [2.49]. Для получения ленточных электронных пучков могут быть использованы также полые катоды соответствующей конфигурации.

На рис. 2.22 показана электродная схема плазменного источника электронов, формирующего два радиальных диаметрально противоположных электронных пучка, предназначенного для обработки цилиндрической поверхности за счёт вращения и осевого перемещения обрабатываемой цилиндрической поверхности или источника. Источник этого типа может быть выполнен в виде длинного цилиндра с внешним диаметром не более 4 см. На рис. 2.23 представлена ВАХ извлечения, которая показывает достигаемые в таком источнике токи эмиссии и, соответственно, мощности электронного пучка. Ис-

точник обеспечивает формирование двух радиальных электронных пучков с диаметром 2...3 мм с током до 50 мА при ускоряющем напряжении до 30 кВ при рабочем давлении  $10^{-3} \dots 10^{-1}$  Па. На рис. 2.24 также представлена эмиссионная характеристика плазменного источника электронов, которая близка к линейной, что позволяет регулировать ток пучка варьированием тока разряда.

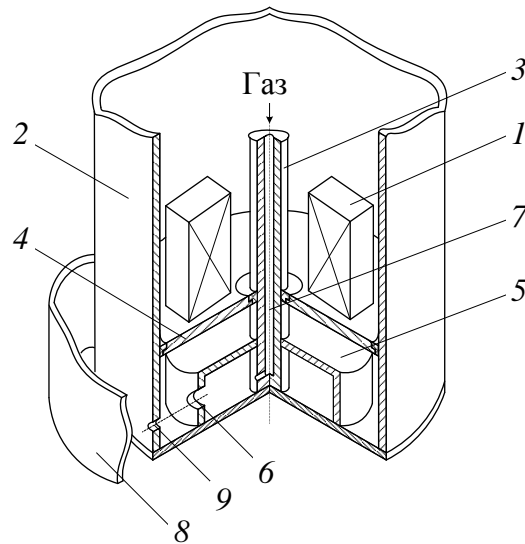


Рис. 2.22. Плазменный источник электронов, формирующий радиальные пучки [2.21]: 1 – магниты; 2 – внешний катод; 3 – внутренний катод; 4 – анод; 5 – полый катод; 6 – отверстие в полом катоде; 7 – канал для напуска газа; 8 – обрабатываемая деталь; 9 – эмиссионное отверстие

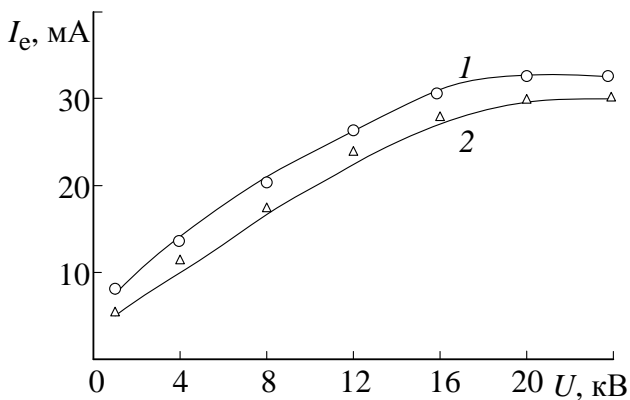


Рис. 2.23. ВАХ извлечения:  
1 –  $3.5 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$ ; 2 –  $1.7 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$ ;  
1, 2 –  $I_d = 0.3 \text{ А}$

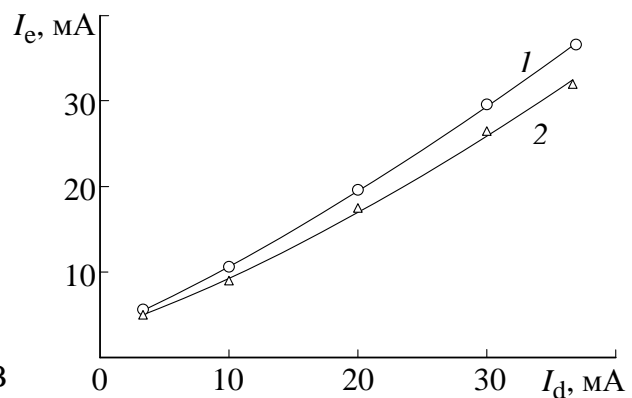


Рис. 2.24. Эмиссионная характеристика:  
1 –  $3.5 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$ ; 2 –  $1.7 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$ ;  
 $U_{ак} = 20 \text{ кВ}$



Представленные в данном разделе конструкции ИЭП формируют электронные пучки, пригодные для реализации технологий электронно-лучевой сварки и электронно-лучевого термического воздействия на материалы, включая оплавление микронеровностей на поверхности, а также плазмохимических технологий.

Для диагностики электронно-оптических систем ИЭП и моделирования их технологических возможностей разработаны специализированные программные комплексы (авторы – В. А. Груздев, В.Г. Залесский и др). Их описание приведено в [15, раздел 2.6]. Также рекомендуем дополнительную литературу [2.50]–[2.56] для более детального изучения этого вопроса.

## **2.6. Ионизационные процессы вблизи эмиссионной поверхности и условия возникновения разряда в эмиссионном канале**

Плазменные эмиттеры электронов (плазменные катоды) наряду с термокатадами широко используются для получения потоков электронов в мощных приборах СВЧ, технологических электронных пушках, ускорителях, газоразрядных коммутрующих приборах [2.2]. При теоретическом анализе обычно рассматривают неограниченный плазменный катод [2.2], хотя в реальных конструкциях он всегда ограничен проводящими стенками вследствие необходимости повышения газовой эффективности и электрической прочности ускоряющего анодного промежутка. Оценка влияния этих стенок даже в сильно упрощённом виде [2.57], [2.58] указывает на необходимость их учёта при расчёте эмиссионных характеристик плазменного катода. На необходимость учёта стенок, окружающих плазменный катод, также указывалось в [2.9], [2.59] и цитированной в них литературе. Отметим, что в [2.9], [2.59] рассматривались явления во всей плазменно-эмиссионной системе, включающей как собственно плазменный катод, так и создающий его плазменный разряд. Здесь исследуем характеристики плазменного катода при помощи математической модели, учитывающей рекомбинацию заряженных частиц на стенках, вторичную ионно-электронную эмиссию стенок и плазмы, ионизационные процессы вблизи эмиттирующей поверхности катода, т. е. непосредственно в эмиссионном канале сравнительно большой протяжённости. Рассматривается диапазон давлений, в нижней части характерный для источников электронов и в верхней части – для газоразрядных коммутрующих приборов типа тиратронов и псевдоискровых разрядников. Анализируются условия возникновения элек-

трического пробоя ускоряющего (анодного) промежутка и возникновения самостоятельного разряда в самом эмиссионном канале.

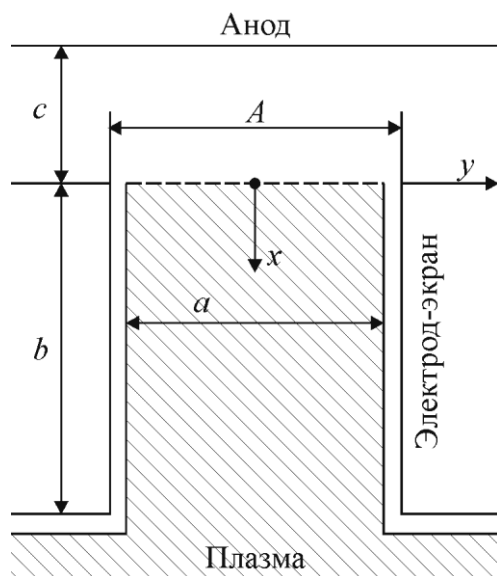


Рис. 2.25. Схема плазменного катода с фиксированной эмиссионной поверхностью

Плазменный катод схематически представлен на рис. 2.25. Он образован в продольной щели электрода-экрана плазмой, диффундирующей снизу из положительного столба вспомогательного разряда низкого давления в газоразрядной камере.

Верхняя поверхность катода, аппроксимированная плоскостью при  $x=0$ , эмитирует электроны в сторону анода. Ток эмиссии является током насыщения. Аппроксимация эмитирующей поверхности плоскостью соответствует реальному случаю фиксирования плазменной границы сеткой. Плазма от-

делена от стенок щели слоем ионного пространственного заряда. Будем рассматривать режимы, когда толщина слоя меньше ширины щели ( $a \rightarrow A$ ), а эмиссионная поверхность открыта в сторону анода. Режим при существенном сжатии плазмы слоем пространственного заряда рассмотрен в [2.57], см. также раздел 2.3 и рис. 2.7 ( $a$  и  $b$ ) данного пособия.

Для определения связи тока эмиссии катода с остальными параметрами системы найдем распределение концентрации заряженных частиц в щели путём решения стационарного уравнения баланса для этих частиц:

$$\operatorname{div} \Gamma_{e,i} = \delta n_{e,i} / \delta t, \quad (2.20)$$

где  $n_{e,i}$  и  $\Gamma_{e,i}$  — концентрации и плотности потоков электронов и ионов соответственно;  $\delta n_{e,i} / \delta t$  — интенсивность объёмной генерации или рекомбинации этих же частиц. Полагаем, что движение тепловых частиц плазмы имеет диффузионный характер, а высокоэнергетических частиц (ионов, инжектированных из анодного промежутка; ионов в слое около стенки; вторичных электронов, эмитированных стенкой и ускоренных в слое) — свободно-пролётный с малым угловым рассеиванием при столкновениях с газовыми частицами. Сделанные предположения подтверждаются численными оценками. Пренебрегаем концентрацией высокоэнергетических частиц по сравне-

нию с концентрацией тепловых. Также пренебрегаем градиентом температуры по сравнению с градиентом концентрации. При отсутствии магнитного поля имеем следующие выражения для  $\Gamma_e$  и  $\Gamma_i$  [2.60], [2.61]:

$$\Gamma_e = -n_e K_e \mathbf{E} - D_e \text{grad } n_e; \quad (2.21)$$

$$\Gamma_i = -n_i K_i \mathbf{E} - D_i \text{grad } n_i, \quad (2.22)$$

где  $K_e$  и  $K_i$  – подвижности электронов и ионов соответственно;  $\mathbf{E}$  – вектор напряжённости электрического поля в плазме;  $D_e$  и  $D_i$  – коэффициенты диффузии электронов и ионов.

Примем обычные допущения: плазма – квазинейтральна ( $n_e = n_i$ ,  $\text{div } \Gamma_e = \text{div } \Gamma_i$ ), изменение концентрации частиц определяется амбиполярной диффузией, коэффициент которой  $D_a$  не зависит от концентрации; пренебрегаем объёмной рекомбинацией по сравнению с рекомбинацией на стенках из-за низких давлений; плазма – неравновесная, т. е. температура электронов ( $T_e$ ) намного превышает температуру ионов, равную температуре газа; величина  $T_e$  определяется температурой электронов в плазме вспомогательного разряда вследствие высокой теплопроводности электронного газа. В соответствии с этим перепишем (2.20) в следующем виде:

$$-D_a \Delta n = \delta n / \delta t. \quad (2.23)$$

Определим правую часть уравнения (2.23) и граничные условия. Генерация заряженных частиц в плазме вблизи эмитирующей поверхности обусловлена ионизацией газа электронами с тепловой энергией, диффундирующими из плазмы вспомогательного разряда (газоразрядной камеры); ионизацией газа вторичными  $\gamma$ -электронами, выбитыми из стенок щели ионами и ускоренными в пристеночном слое; образованием низкоэнергетических ионов с тепловыми скоростями при перезарядке высокоэнергетических ионов, инжектированных в плазму из анодного промежутка. Кроме того, следует учесть приращение концентрации электронов с тепловыми скоростями вблизи эмиттера, компенсирующих пространственный заряд высокоэнергетических ионов до их перезарядки [2.2].

Интенсивность генерации заряженных частиц тепловыми электронами равна  $\xi n(x, y)$ , где  $\xi$  – средняя частота ионизации газа одним электроном при температуре  $T$ .

Вторичные  $\gamma$ -электроны колеблются в плазме, отражаясь от слоёв пространственного заряда под действием тормозящего электрического поля.

Время жизни этих электронов определяется произведением  $\varepsilon \xi_\gamma^{-1}$ , где  $\varepsilon$  – число ионизаций, совершённых одним  $\gamma$ -электроном, а  $\xi_\gamma$  – его частота ионизаций, усреднённая по энергетическому спектру. Отсюда число электронов, находящихся в столбе единичной длины вдоль оси  $x$  и единичной высоты по нормали к плоскости (см. рис. 2.25), составляет  $2j_\gamma / (e\xi_\gamma)$ , где  $j_\gamma$  – плотность тока вторичной электронной эмиссии стенок;  $e$  – заряд электрона; коэффициент 2 учитывает эмиссию с обеих стенок. Так как средняя длина свободного пробега  $\gamma$ -электронов превышает ширину щели  $A$ , можно предположить, что эти электроны и ионизация ими газа распределены равномерно вдоль оси  $y$ . В таком случае концентрация  $\gamma$ -электронов равна  $2j_\gamma \varepsilon / (ea\xi_\gamma)$ , а интенсивность генерации ими заряженных частиц  $-2j_\gamma \varepsilon / (ea)$ . Величина  $j_\gamma = \gamma j_{i.w}$ , где  $\gamma$  – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии стенок;  $j_{i.w}$  – плотность ионного тока на стенку. Последняя определяется диффузионным потоком ионов в сторону стенки на границе между невозмущённой плазмой и её переходным слоем, примыкающим к слою пространственного заряда. Движение ионов в переходном слое обусловлено полем, проникающим в плазму, а толщина этого слоя порядка средней длины свободного пробега тепловых ионов [2.61], поэтому в рамках диффузионной модели ею можно пренебречь. Отсюда  $j_{i.w} = -eD_a (\partial n / \partial y)(x, \pm a/2)$ , а интенсивность генерации частиц  $\gamma$ -электронами равна  $2\gamma \varepsilon |(D_a/a)(\partial n / \partial y)(x, \pm a/2)|$ .

Из анодного промежутка в плазму через эмиссионную поверхность инжектируется поток высокоэнергетических ионов плотностью  $j_{i.a}$ , образованных и ускоренных в промежутке. По мере проникновения ионов в плазму плотность их потока уменьшается из-за перезарядки по закону  $j_i = j_{i.a} \exp(-pQx)$ , где  $Q$  – сечение перезарядки при давлении  $p = 1$  Па, усредненное по энергетическому спектру ионов. В результате перезарядки образуются медленные ионы, компенсация заряда которых и замыкание тока быстрых ионов осуществляются электронным током из плазмы вспомогательного разряда. Число перезарядок в единице объёма в единицу времени определяет интенсивность объёмной генерации заряженных частиц за счёт инъекции ионов из анодного промежутка:  $j_{i.a} e^{-1} pQ \exp(-pQx)$ . Величина

$j_{i.a}$  определяется соотношением  $j_{i.a} = j_e M$ , где  $j_e$  – плотность тока электронной эмиссии плазменного катода;  $M$  – коэффициент размножения частиц в анодном промежутке (для его определения можно использовать типичные значения  $M = 0,01 \dots 0,5$ ) [2.62].

Принято считать, что эмиссия электронов в анодный промежуток через плазменную границу происходит в результате теплового движения электронов в плазме, т. е. электронная эмиссия из плазмы подобна термоэмиссии из твёрдых тел [2.2], а плотность тока эмиссии определяется выражением

$$j_e = 0.25en(0, y)\bar{v},$$

где  $\bar{v}$  – средняя тепловая скорость плазменных электронов.

Граничное условие для концентрации частиц на эмиссионной поверхности получим из равенства направленного электронного тока в плазме вдоль оси  $x$  термоэмиссионному току  $j_e$  с учётом отражения ионов полем анода. Исходя из этого перепишем (2.21) и (2.22) в виде

$$\Gamma_{ex} = -n(0, y)K_e E_x - D_e \frac{\partial n}{\partial x}(0, y) = 0.25n(0, y)\bar{v};$$

$$\Gamma_{ix} = n(0, y)K_i E_x - D_i \frac{\partial n}{\partial x}(0, y) = 0.$$

Из последних уравнений путём алгебраических преобразований получаем следующее граничное условие:

$$(\partial n / \partial x)(0, y) - n(0, y)L = 0,$$

где  $L = \bar{v}K_i / [4D_a(K_e + K_i)]$ .

В итоге распределение концентрации заряженных частиц в щели вблизи эмиттера может быть найдено из системы уравнений:

$$\begin{aligned} -D_a \nabla^2 n(x, y) = \xi n(x, y) + 2\gamma \varepsilon \frac{D_a}{a} \left| \frac{\partial n}{\partial y}(x, \pm a/2) \right| + \\ + 0.25n(0, y)\bar{v}MpQ \exp(-pQx), \end{aligned}$$

$$\frac{\partial n}{\partial x}(0, y) - n(0, y)L = 0, \quad n(b, y) = N(y), \quad n\left(x, \pm \frac{a}{2}\right) = 0,$$

где  $N(y)$  определяется параметрами вспомогательного разряда.

Общее решение имеет вид

$$n(x, y) = \sum_{k=1}^{\infty} N_k X_k Y_k,$$

где  $N_k$  – амплитуда  $k$ -й диффузионной моды;

$$X_k = \frac{P_{1k} \exp(\mu_k x) + P_{2k} \exp(-\mu_k x)}{P_{3k}} + \frac{2\mu_k}{P_{3k}} \times \\ \times \frac{P_{4k} \exp(\mu_k x) + P_{5k} \exp(-\mu_k x) - P_{3k} \exp(-pQx)}{P_{3k} + P_{6k} - P_{7k} - 2\mu_k \exp(-pQx)};$$

$$Y_k = \cos \lambda_k y - \cos \lambda_k \frac{a}{2};$$

$$\mu_k^2 = \lambda_k^2 - \frac{\xi}{D_a}; \quad P_{1k} = \mu_k + L; \quad P_{2k} = \mu_k - L;$$

$$P_{3k} = P_{1k} \exp(\mu_k b) + P_{2k} \exp(-\mu_k b);$$

$$P_{4k} = P_{1k} \exp(-pQb) - P_{8k} \exp(-\mu_k b);$$

$$P_{5k} = P_{2k} \exp(-pQb) + P_{8k} \exp(\mu_k b);$$

$$P_{6k} = 4P_{3k} P_{9k} D_a / (\bar{v} p Q M);$$

$$P_{7k} = P_{8k} [\exp(\mu_k b) - \exp(-\mu_k b)];$$

$$P_{8k} = pQ + L; \quad P_{9k} = p^2 Q^2 - \mu_k^2.$$

Собственные значения задачи  $\lambda_k$  определяются решением уравнения  $\operatorname{tg} \lambda_k (a/2) = a\lambda_k / (2\gamma\epsilon)$ .

В табл. 2.1 приведены значения  $\lambda_k$ .

При  $\gamma\epsilon = 1$  первая диффузионная мода распространяется вдоль оси  $x$  без затухания, поэтому равенство  $\gamma\epsilon = 1$  можно считать условием перехода в режим самостоятельного разряда со щелевым полым катодом. При  $\gamma\epsilon = 0$  собственные значения равны  $\lambda_k = (2k - 1) \frac{\pi}{a}$ ,  $k = 1, 2, 3, \dots$

Так как высшие диффузионные моды затухают намного быстрее первой, а  $N(y)$  достаточно точно аппроксимируется косинусоидальной функцией, в первом приближении распределение концентрации принимает вид

$$n(x, y) = N(0) \left( \frac{P_{1,1} \exp(\mu_1 x) + P_{2,1} \exp(-\mu_1 x)}{P_{3,1}} + \frac{2\mu_1}{P_{3,1}} \times \right. \\ \left. \times \frac{P_{4,1} \exp(\mu_1 x) + P_{5,1} \exp(-\mu_1 x) - P_{3,1} \exp(-pQx)}{P_{3,1} + P_{6,1} - P_{7,1} - 2\mu_1 \exp(-pQx)} \right) \times \left( \cos \lambda_1 y - \cos \lambda_1 \frac{a}{2} \right).$$

Таблица 2.1

$\gamma\epsilon$	0	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	<b>1.0</b>
$\lambda_1(a/2)$	1.57	1.54	1.51	1.44	1.36	1.26	1.15	1.05	0.93	0.77	0.47	<b>0</b>
$\lambda_2(a/2)$	4.71	4.71	4.7	4.68	4.64	4.62	4.61	4.58	4.56	4.54	4.51	4.48
$\lambda_3(a/2)$	7.85	7.85	7.84	7.84	7.82	7.80	7.78	7.77	7.75	7.74	7.73	7.71

На эмиссионной границе

$$n(0, y) = 2\mu_1 \frac{N(0)}{P_{3,1}} \left( 1 + \frac{2\mu_1 \exp(-pQb) + P_{7,1} - P_{3,1}}{P_{3,1} + P_{6,1} - P_{7,1} - 2\mu_1 \exp(-pQb)} \right) \times \\ \times \left( \cos \lambda_1 y - \cos \lambda_1 \frac{a}{2} \right) = N(0) F.$$

Отсюда получаем

$$j_e = 0.25en(0, y)\bar{v} = 0.25eN(0)F\bar{v} = j_p F,$$

где  $j_p$  – плотность теплового хаотического тока электронов в плазме вспомогательного разряда при  $x=b, y=0$ .

Выражение для  $j_e$  можно представить также в следующем виде:

$$j_e = j_p \frac{2\mu_1}{P_{3,1}} \left( \cos \lambda_1 y - \cos \lambda_1 \frac{a}{2} \right) + j_{i.a} \frac{\bar{v}pQP_{10,1}}{4D_a P_{3,1} P_{9,1}}, \quad (2.24)$$

где  $P_{10,1} = 2\mu_1 \exp(-pQb) + P_{7,1} - P_{3,1}$ .

Второй член в правой части (2.24) определяет прирост  $j_e$  за счёт инжекции в плазму из анодного промежутка высокоэнергетических ионов. Можно ввести коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии плазменного катода [2.2], определив его отношением прироста тока эмиссии электронов к току инжекции ионов:

$$\gamma_p = \frac{\bar{v}pQP_{10,1}}{4D_a P_{3,1} P_{9,1}} \approx \frac{\bar{v}pQ}{4D_a (\mu_1 + L)(\mu_1 + pQ)}. \quad (2.25)$$

Отсюда плотность тока эмиссии плазменного катода равна

$$j_e = j_p \frac{2\mu_1}{P_{3,1}} \frac{\cos \lambda_1 y - \cos \lambda_1 \frac{a}{2}}{1 - \gamma_p M}.$$

Экспериментальное исследование характеристик плазменного катода, ограниченного проводящей стенкой, выполнено при помощи газоразрядного устройства тетродного типа, содержащего плоский анод, плоскую мелкоструктурную сетку, под ней – электрод-экран с кольцевой щелью. Плазма под электродом-экраном создавалась при помощи вспомогательного сверхплотного тлеющего разряда между парой отдельных электродов. Все электроды изготовлены из молибдена. Таким образом, геометрия экспериментального устройства близка к электродной системе, показанной на рис. 2.25.

Сетка была заземлена и фиксировала положение и потенциал плазменного катода. Потенциал электрода-экрана  $\phi_э$  можно было регулировать до  $-300$  В, обеспечивая тем самым изменение параметра  $\gamma_э$ . Потенциал плазмы вспомогательного разряда был примерно равен потенциалу заземлённой сетки. Для исключения тепловых эффектов и создания одинаковой плотности газа во всех частях устройства измерения проводили в импульсном режиме вспомогательного разряда: длительность импульсов – 25 мкс, частота повторения – 0.2 Гц. Амплитуда тока разряда регулировалась и составляла около 300 А для получения тонкого слоя пространственного заряда в щели. После вакуумной обработки устройство герметизировали и тщательно тренировали разрядом в среде водорода, который также являлся рабочим газом. Для откачки реакционных газов использовали подогретый титановый геттер. Давление в герметизированном устройстве измеряли при помощи манометра Пирани, а регулировали при помощи гидрид-титанового генератора.

На рис. 2.26 – рис. 2.28 представлены результаты расчётов и измерений основных параметров плазменного катода:  $a = 0.5$  см,  $b = 1$  см, анодное напряжение – 10 кВ, температура электронов – 40 000 К, ионов – 1000 К. На рис. 2.27 сплошные кривые соответствуют  $M/p = 2.2 \cdot 10^{-3}$  Па $^{-1}$  ( $c = 0.5$  см), штрихпунктирные –  $4.4 \cdot 10^{-3}$  Па $^{-1}$  ( $c = 1$  см). На рис. 2.28 расчётные кривые показаны сплошными линиями, экспериментальные – штриховыми. Здесь  $j_{e0}$  и  $I_{a0}$  получены при  $\gamma_э = 0$  и  $\phi_э = 0$ , соответственно. Корреляцию между осями  $\gamma_э$  и  $\phi_э$  устанавливали, принимая  $\gamma \approx 0.06$  при энергии ионов  $H_2^+$



$\leq 300$  В [2.63] и средние затраты энергии электронов на ионизацию 30 эВ [2.64].

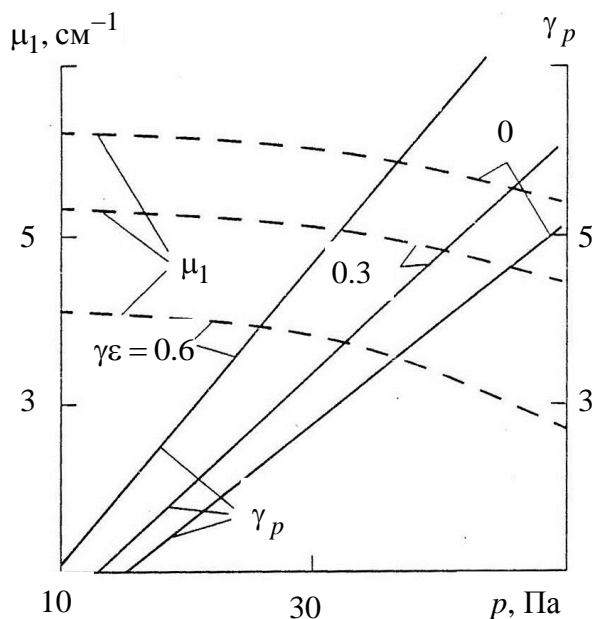


Рис. 2.26. Зависимости параметров  $\mu_1$  и  $\gamma_p$  от давления водорода при различных значениях  $\gamma\epsilon$  [2.65]

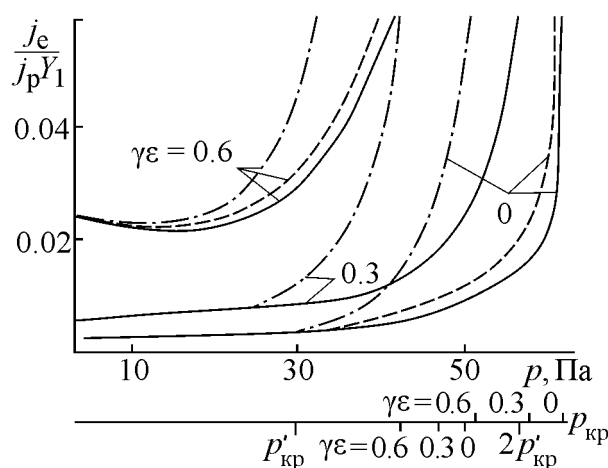


Рис. 2.27. Зависимость плотности тока эмиссии плазменного катода от давления  $H_2$  при различных значениях  $\gamma\epsilon$  [2.65]

Сравнение результатов расчёта и экспериментов (рис. 2.28) показывает их качественное соответствие. Расхождение можно объяснить неполным соответствием шкалы оси  $\gamma\epsilon$  шкале оси  $\phi_3$  и некоторым уменьшением ширины плазменного слоя в щели при возрастании  $\phi_3$ .

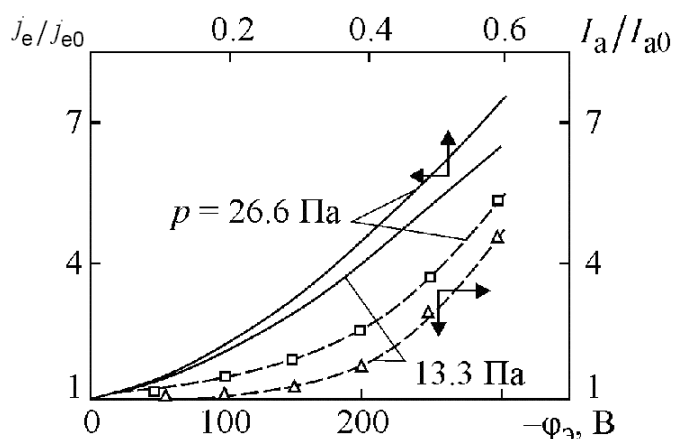


Рис. 2.28. Зависимости расчётной плотности тока эмиссии  $j_e$  от  $\gamma\epsilon$  и измеренного анодного тока  $I_a$  от  $\phi_3$  при  $s = 0.5$  см [2.65]

ны плазменного слоя в щели при возрастании  $\phi_3$ .

Как видно из рис. 2.26 – рис. 2.28, эмиссия плазменного катода существенно зависит от давления рабочего газа и ионизационных процессов вблизи эмитирующей поверхности. Велика роль ионизации газа вторичными  $\gamma$ -электронами, эмитируемыми стенками щели.

Коэффициент ионно-электронной эмиссии плазменного катода, ограниченного стенкой, пропорционален давлению и достигает значения  $\sim 10$ . Отметим, что величина  $\gamma_p$  для неограниченного плазменного ка-

тода может быть на три порядка больше [2.2]. Это также указывает на необходимость учёта стенок, ограничивающих плазменный катод. Параметр  $\mu_1$ , характеризующий интенсивность рекомбинации заряженных частиц на стенках и спад концентрации частиц в щели вдоль оси  $x$ , снижается с ростом давления и  $\gamma\epsilon$  (рис. 2.26).

На кривых зависимости тока эмиссии от давления газа (рис. 2.27) можно выделить два участка: при низком давлении его влияние незначительно, но на втором участке характеристик возрастание давления приводит к заметному увеличению тока эмиссии, так что при некотором критическом давлении ( $p_{кр}$ ) наступает пробой анодного промежутка вследствие неограниченного роста тока. Критическое давление соответствует условию  $\gamma_p M = 1$ , а механизм пробоя аналогичен механизму в случае газового промежутка с двумя металлическими электродами (т. е. механизму для кривых Пашена). На рис. 2.27 на нижней горизонтальной оси приведены расчётные (вверху) и экспериментальные (внизу) значения  $p_{кр}$  для  $s = 0.5$  см и анодного напряжения 10 кВ. Расхождение расчёта и эксперимента в пределах 25 %.

В реальной электродной системе, подобной показанной на рис. 2.1 или рис. 2.25, возможен пробой как между анодом и плазменным катодом, так и между металлическими электродами. При увеличении давления газа пробой возникает в той части системы, где выше коэффициент ионно-электронной эмиссии отрицательного электрода. Поскольку  $\gamma_p$  существенно зависит от давления газа, критерий пробоя на плазменный катод по параметру  $sp_{кр}$  не подчиняется закону подобия. При малых  $s$  при увеличении давления более вероятен пробой на плазменный катод, а при больших  $s$  – на металлический отрицательный электрод.

На рис. 2.27 показано экспериментальное значение  $p'_{кр}$  для пробоя между анодом и сеткой экспериментального устройства при  $s = 1$  см. При измерении  $p'_{кр}$  щель в нижнем электроде-экране перекрывали металлической заслонкой. При  $s = 0.5$  см и перекрытой щели в соответствии с законом Пашена значение  $p'_{кр}$  было примерно в два раза выше, чем при  $s = 1$  см, и больше  $p_{кр}$  для пробоя промежутка анод–плазменный катод (рис. 2.27).

Использование плазменного катода в режиме, соответствующем второму участку зависимости от  $p$ , обеспечивает более высокую энергетическую эффек-

тивность прибора с точки зрения плазменной эмиссии, однако работа в этом режиме требует жесткой стабилизации давления газа вблизи эмитирующей поверхности.

При выводе соотношений для  $n(0, y)$  и  $j_e$  мы не учитывали приращение концентрации тепловых электронов, компенсирующих пространственный заряд высокоэнергетических ионов, инжектированных из анодного промежутка. Данное приращение концентрации эквивалентно повышению  $\gamma_p$  на величину  $\Delta\gamma_p = \bar{v}/4\bar{v}_i$ , где  $\bar{v}_i$  – средняя скорость инжектированных ионов [2.2]. На рис. 2.27 штриховыми кривыми показаны результаты расчёта  $j_e$  с учётом  $\Delta\gamma_p = 0.7$  для  $M/p = 2.2 \cdot 10^{-3} \text{ Па}^{-1}$  ( $c = 0.5 \text{ см}$ ). Как видно, штриховые кривые полностью совпадают со сплошными на первом участке и несущественно расходятся на втором. Это позволяет не учитывать  $\Delta\gamma_p$  при выводе выражения (2.25).

В вышеприведенном анализе мы использовали параметр  $M$  (коэффициент размножения частиц в анодном промежутке) при определении ионного тока из этого промежутка на плазменный катод и его влияние на ток электронной эмиссии  $j_e$ , но при этом не уточняли картину ионизационных процессов в анодном промежутке. Последнее объясняется предназначением данного пособия. Интересующиеся этим вопросом могут обратиться к статье [2.62], в которой представлена кинетическая модель процессов в высоковольтном ускоряющем (анодном) промежутке, анализируется роль различных частиц в ионизации газа, выявлен механизм генерации ионного потока на катод и определены значения параметра  $M$ . Для его определения также можно использовать данные из монографии [2.66], в которой приведены результаты кинетического моделирования ионизационных процессов в высоковольтных ускоряющих промежутках низкого давления с учётом широкого спектра физических процессов.

Отметим, что вопрос ионизации газа в ускоряющем промежутке электронно-лучевых систем и её влияние на характеристики плазменно-эмиссионной системы, в том числе на первеанс, неоднократно обсуждались в литературе, см., например, монографию [2.1] и библиографию в ней. В данном пособии этот вопрос применительно к ИЭП обсуждался разделе 2.4.

Ионизационные процессы в ускоряющем (анодном) промежутке сильнее всего проявляются в верхней части диапазона рабочих давлений, которые ха-

раактерны для пучковых плазмохимических установок и газоразрядных коммутирующих приборов типа тиратронов и псевдоискровых разрядников [2.9], [2.67], [2.68]. В разделе 2.7 данного пособия будет рассмотрена реализация концепции плазменного эмиттера электронов применительно к газоразрядным коммутирующим приборам низкого давления, в которых ионизация в высоковольтном анодном промежутке является важным процессом при включении приборов.

## **2.7. Реализация концепции плазменного эмиттера электронов в газоразрядных коммутирующих приборах**

В большинстве газоразрядных коммутирующих приборов низкого давления для перевода их из непроводящего состояния в проводящее используется инжекция иницирующих электронов в область анода, находящийся под высоким потенциалом относительно катода. Процесс перевода приборов в проводящее состояние в литературе именуют как “отпирание”, “включение”, “запуск”, “поджиг”, *“triggering”*, *“ignition”* и т. д.

Затем проводящее состояние приборов поддерживается без участия иницирующих электронов за счёт самостоятельного газового разряда между анодом и катодом, эмитирующим свободные электроны. Катод может быть твёрдым телом и испускать электроны благодаря термоэлектронной эмиссии при нагреве либо испускать электроны в холодном состоянии за счёт вторичной ионно-электронной эмиссии. Катод может быть и жидкометаллическим (из ртути и легкоплавких металлов типа галлия или индия) с термоавтоэлектронной эмиссией из локализованных катодных пятен дугового разряда. Особый случай – твёрдый катод с электронной эмиссией из катодных пятен дугового разряда, которые представляют собой расплавленные микроучастки катодной поверхности.

Генерация иницирующих электронов осуществляется с помощью пускового (управляющего, поджигающего) разряда и плазменного катода. Для формирования плазменного катода часть поверхности плазмы пускового разряда должна быть открыта в сторону анода, чтобы эмитированные плазмой электроны ускорялись электрическим полем анода и на пути к нему ионизовали газ. Образовавшиеся при этом ионы ускоряются в сторону катода, также ионизуют газ (в высоковольтных приборах) и искажают своим пространственным зарядом распределение электрического поля в промежутке между плазменным катодом и анодом, делая распределение поля более благоприят-

ным для развития плазменного разряда на анод [2.68]. В результате ионизационных процессов газоразрядная плазма заполняет промежуток между главным катодом и анодом, и прибор отпирается, т. е. переходит в проводящее состояние. Длительность проводящего состояния определяется источником анодного напряжения; после окончания импульса анодного тока и деионизации послеразрядной плазмы прибор переходит в непроводящее состояние.

Механизм генерации плазмы в анодной области коммутирующих приборов под действием иницирующих электронов рассматривается в литературе [2.68] – [2.71]. В нём можно видеть много общего с механизмом ионизации газа в ускоряющем промежутке ИЭП и образованием в нём анодной вторичной плазмы, а также их влиянием на электронную эмиссию плазменного катода (см. предыдущие разделы пособия, в частности, последнюю часть раздела 2.4 и список литературы в конце главы).

Аналогичные явления наблюдаются в газовых разрядах с положительным анодным падением напряжения (см. рис. 1.1 и раздел 1.4.2) и вокруг электрических плазменных зондов с положительным потенциалом – около анода или зонда образуется вторичная анодная плазма, наблюдаемая как светящийся слой [2.4], [2.22], [2.29]. Источником электронов, иницирующих образование вторичной плазмы, служит плазма положительного столба газового разряда.

В [2.71] было показано, что характеристики предразрядного анодного тока водородных тиратронов с сеточным управлением за счёт потока иницирующих электронов из плазмы разряда на сетку напоминают вольт-амперную характеристику положительного плазменного зонда, а величина анодного тока  $I_{ин}$ , предшествующего отпиранию тиратронов, составляет всего лишь несколько миллиампер в диапазоне давлений водорода 20...45 Па, причём при большем давлении величина тока  $I_{ин}$  меньше. Очевидно, что плазменные катоды управляющих устройств коммутирующих приборов должны обеспечивать получение указанных значений тока  $I_{ин}$  для отпирания приборов.

Таким образом, процессы ионизации газа и образования плазмы в области положительных электродов, иницируемые электронами, которые эмитированы плазменным катодом, имеют много общего в различных плазменных приборах и устройствах. Данное обстоятельство побудило авторов вве-

сти в пособие осуждение этого вопроса применительно и к газоразрядным коммутирующим приборам.

Рассмотрим, как практически реализуются плазменные эмиттеры электронов в коммутирующих приборах. Здесь можно выделить два варианта: в первом – аноды приборов не экранируются от основных катодов, во втором – между анодами и катодами приборов помещены экранирующие электроды.

Первый вариант характерен для приборов типа “игнитрон” [2.70]. На рис. 2.29 показана упрощённая схема игнитрона с жидким ртутным катодом.

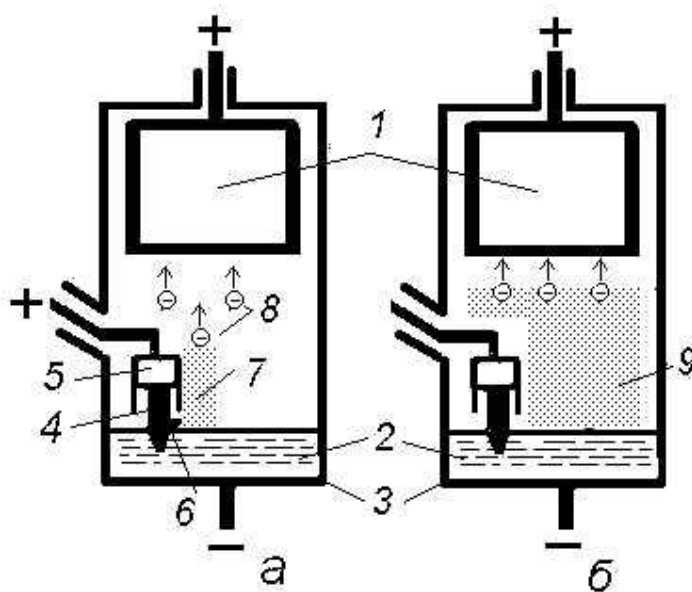


Рис. 2.29. Электродная структура игнитрона: а – в предразрядный пусковой период и б – в разрядный период – период проводимости (1 – анод; 2 – ртутный катод; 3 – оболочка; 4 – полупроводниковый поджигатель; 5 – контакт поджигателя (анод пускового разряда); 6 – катодное пятно пускового разряда; 7 – плазма пускового разряда; 8 – электроны, инициирующие разряд на анод; 9 – плазма разряда между катодом и анодом в период проводимости игнитрона)

В игнитроне для создания пускового разряда и, соответственно, плазменного эмиттера используется специальный стержневой электрод-поджигатель 4, опущенный в ртуть 2. Этот электрод часто называют “игнай-тером” от английского *igniter*, отсюда и само название прибора – “игнитрон” от *ignitron*. Поджигатель изготавливается из крупнокристаллического полупроводникового материала на основе карбида бора, не смачиваемого ртутью. Расстояние  $d_{a-k}$  между анодом 1 и катодом 2 выбирается таким, чтобы при давлении  $p$  пара ртути при комнатной температуре самостоятельно не возник разряд между электродами игнитрона. Для этого произведение  $pd_{a-k}$  должно быть меньше значений, определяемых левой ветвью кривой Пашена

для коммутируемого анодного напряжения  $U_{\text{ком}}$ . Типичные величины  $p \sim 0,1$  Па,  $d_{\text{а-к}}$  – несколько сантиметров [2.70].

Здесь отметим, что кривые Пашена – это экспериментальные графики зависимостей напряжения возникновения самостоятельного разряда между плоскими ненакаливаемыми (холодными) электродами  $U_{\text{в}}$  от величины  $pd$  ( $pd_{\text{а-к}}$ ) [2.22], [2.70], [2.71]. Эти кривые носят имя Пашена (F. Paschen), который открыл, что в разных газах напряжение  $U_{\text{в}}$  зависит именно от произведения  $pd$ , а не от  $p$  и  $d$  в отдельности. Кривые Пашена имеют две части (ветви) с минимумом  $U_{\text{в}}$  между ними. Минимум наблюдается в области  $pd \sim 1$ –10 Па·м. На левой ветви, характерной для коммутирующих приборов низкого давления,  $U_{\text{в}}$  возрастает при уменьшении  $pd$ .

При подаче импульса положительного напряжения  $\sim 0,5$ –3 кВ на поджигатель 4 в месте его контакта с ртутью возникает катодное пятно 6 и развивается дуговой разряд между поджигателем 4, как анодом пускового разряда, и ртутным катодом 2 (рис. 2.29 а). Ток разряда – несколько десятков ампер. Катодное пятно – это перегретая с взрывообразными процессами микрообласть на поверхности катода, где имеет место термоавтоэлектронная эмиссия с высокой плотностью тока  $\sim 10^5$  А/см<sup>2</sup> [2.4], [2.70]. Пусковой разряд развивается в парах ртути. Локализованная вблизи поджигателя 4 газоразрядная плазма 7 играет роль плазменного катода – эмиттера иницирующих электронов 8, ускоряемых к основному аноду 1 игнитрона. Эти электроны ионизируют газ вблизи анода 1 и иницируют развитие самостоятельного дугового разряда между анодом и непосредственно ртутным катодом 2 (рис. 2.29 б). Весь внутренний объем игнитрона заполняется плазмой 9, и он переходит в проводящее состояние. Длительность процесса – порядка микросекунды. На этом роль пускового плазменного катода как поджигателя/инициатора заканчивается. После окончания импульса анодного тока происходит деионизация плазмы, и игнитрон переходит в непроводящее состояние.

Отметим, что в игнитроне пусковой плазменный катод имеет “открытую” в сторону анода границу плазмы в отличие от большинства плазменных катодов ИЭП, рассмотренных ранее.

Игнитроны с жидким ртутным катодом являются самыми мощными импульсными коммутирующими приборами; амплитуда тока может достигать 500 кА, коммутируемый заряд – нескольких сотен кулон, а сам ртутный катод – “вечный”, т. к. его поверхность самовосстанавливается после коммутации тока. Однако они сейчас не разрабатываются и заменяются другими га-

зоразрядными и полупроводниковыми приборами в связи с ограничением и даже запретом в некоторых странах применения токсичной ртути в электронике. Тем не менее, изложенный принцип управления продолжает использоваться в плазменных приборах и устройствах с твёрдыми металлическими электродами: в коммутирующих приборах [2.68], [2.72], в плазмогенерирующих камерах дугового разряда плазменных источников заряженных частиц [2.2], [2.9], [2.67], электродуговых устройствах для нанесения покрытий [2.59], [2.73], [2.74] и многих других.

В этих приборах и устройствах полупроводниковый поджигатель или диэлектрический элемент с металлическим контактом размещают на поверхности твёрдого металлического катода. Чтобы уменьшить запыление поджигателя металлом, его экранируют от основного разряда. Одна из конструкций поджигателя описана в [2.68], [2.72]. Поджигатель может инициировать разряд на анод даже в вакууме благодаря испарению материала катода в месте контакта с поджигателем при соответствующей мощности поджигающего импульса. В результате такого процесса инициируется так называемый вакуумно-дуговой разряд в парах материала катода. В этом случае поджигающее устройство служит источником не только инициирующих электронов, но и плазмообразующей среды. Такой механизм поджига называют “вакуумный”.

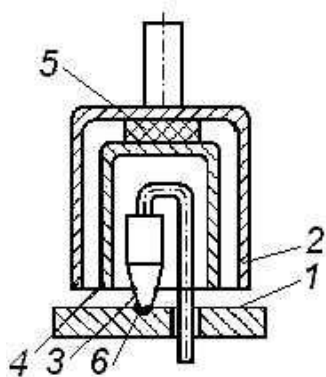


Рис. 2.30. Электродная структура игнитрона с твёрдым катодом  
(1 – твёрдотельный катод; 2 – анод;  
3 – полупроводниковый поджигатель;  
4 – экран поджигателя;  
5 – держатель экрана поджигателя; 6 –  
катодное пятно пускового разряда)

Ясно, что для “газового” механизма – при наличии газа в приборах – требуется гораздо меньшая мощность для инициирования разряда, а само инициирование происходит более стабильно. Данный принцип управления может осуществляться в диапазоне давлений рабочего газа вплоть до атмосферного.

На рис. 2.30 показан образец электродной структуры игнитрона с твёрдым катодом, в котором также реализован плазменный эмиттер электронов для инициирования разряда на анод. При подаче положительного импульса напряжения на поджигатель 3 в месте его контакта с катодом 1 возникает катодное пятно 6 пускового дугового разряда в парах материала катода (например, меди). Анодом пускового разряда сначала служит вывод поджигателя.



Затем разряд подхватывает чашеобразный экран 4, который выполняет функции второго анода пускового разряда. Экран 4 либо соединяется с основным анодом 1 посредством держателя 5 из слабо проводящей (резистивной) керамики, как показано на рис. 2.30, либо имеет отдельный электрический вывод. Поверхность плазмы пускового разряда эмитирует электроны в сторону основного анода 2, которые инициируют разряд между этим анодом и катодом 1 с образованием катодных пятен в непосредственной близости около анода. На рис. 2.35 представлена структура из плоского катода и чашеобразного анода, но возможны и другие формы основных электродов, например, в виде коаксиальных цилиндров или стержней [2.68], [2.75]. В любом случае создаётся пусковой разряд, формирующий плазменный катод с “открытой” плазменной поверхностью, эмитирующей инициирующие электроны в сторону анода.

Теперь рассмотрим вариант, в котором между анодами и основными катодами коммутирующих приборов помещены экранирующие электроды с отверстиями. Такие структуры используются в тиратронах с сеточным управлением, как с термоэмиссионным, так и с холодным катодом, и в некоторых других приборах [2.68] – [2.72], [2.76].

В обычных тиратронах (рис. 2.31 а) роль экранирующего электрода 2 выполняет электрод, называемый сеткой, он же является управляющим (пусковым, поджигающим) электродом [2.68] – [2.71]. В некоторых тиратронах с холодным катодом (рис. 2.36 б) экранирующий электрод 2 соединён с катодом 3, т.е. является катодной (обычно заземлённой) сеткой, а для поджига прибора используется дополнительный управляющий электрод 10, размещённый вблизи основного катода 3 [2.68], [2.72], [2.76]. Такие тиратроны часто называют псевдоискровыми разрядниками из-за их быстродействия (переходят в проводящее состояние за сотые-десятые доли микросекунды) и использования ненагреваемого катода, как в обычных искровых разрядниках [2.68], [2.72]. Поскольку холодный катод, как правило, имеет форму полости, такие тиратроны также называют тиратронами с холодным полым катодом.

Здесь отметим, что термин “псевдоискровой разрядник” (“*pseudospark*”) пришёл в 80-тых годах с Запада и прижился в отечественной литературе, хотя более правильно такие приборы называть тиратронами с холодным катодом, добавляя – с катодной (заземлённой) сеткой или катодным экраном [2.68], чтобы отличить их от тиратронов с управляющей сеткой. В мощных приборах на “килоамперные” токи катодная сетка (экран) после включения

прибора становится основным катодом для дугового разряда, поэтому её конструируют с учётом этого обстоятельства [2.72].

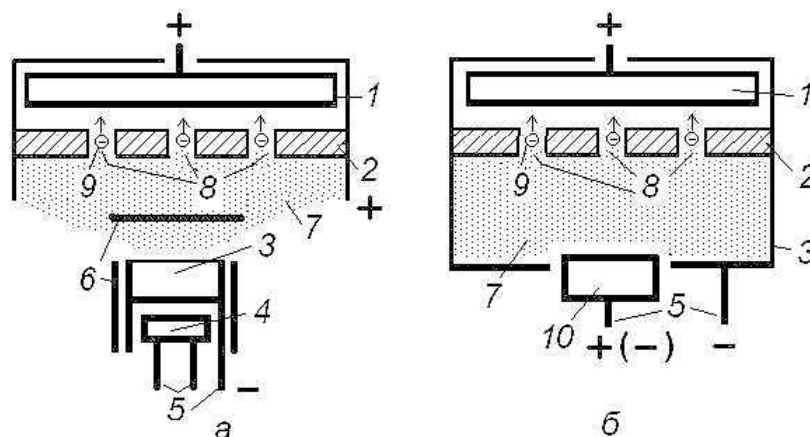


Рис. 2.31. Электродная структура тиратрона с сеточным управлением и термокатодом (а) и псевдоискрового разрядника с холодным катодом (б) в предразрядный пусковой период; (1 – анод; 2 – экранирующий электрод [а – управляющая сетка, б – катодная (заземлённая) сетка]; 3 – катод [а – термоэлектронный катод, б – холодный полый катод]; 4 – подогреватель термокатода; 5 – выводы электродов катодной части; 6 – экраны термокатода; 7 – плазма пускового разряда; 8 – плазменная поверхность, эмитирующая иницирующие электроны; 9 – электроны, иницирующие разряд на анод; 10 – управляющий электрод)

Экранирующие электроды разделяют приборы на две части – анодную и катодную и обеспечивают высокое коммутлируемое напряжение  $U_{\text{ком}} = 1 \dots 25$  кВ и больше за счёт высокой электрической прочности приборов в непроводящем состоянии. Для этого величина  $pd_{\text{а-э}}$  для промежутка “анод–экранирующий электрод” выбирается меньше значений, определяемых левой ветвью кривой Пашена для  $U_{\text{в}} = U_{\text{ком}}$  [2.68] – [2.71]). Кроме того, отверстия в экранирующих электродах должны иметь малую электрическую проницаемость для того, чтобы электрическое поле анода не проникало в катодную часть приборов. Типичные величины  $d_{\text{а-э}}$  и диаметра отверстий в экранирующих электродах составляют несколько миллиметров. В высоковольтных приборах отверстия в экранирующих электродах создают лабиринт или имеют высоту порядка 3...10 мм.

С другой, катодной, стороны экранирующих электродов величина  $pd_{\text{к-э}}$  между электродами соответствует значениям минимума кривой Пашена, чтобы получить минимальное напряжение возникновения и поддержания пускового разряда. Типичная величина  $d_{\text{к-э}}$  составляет несколько сантиметров.

При подаче напряжения на управляющие электроды в катодной части приборов развивается пусковой разряд с образованием плазмы 7 (рис. 2.31).

Полярность управляющего напряжения зависит от конструкции приборов. В сеточных тиратронах на управляющие сетки подаётся положительное напряжение, и сетки служат анодом пускового разряда (рис. 2.31 а). В псевдоискровых разрядниках используется и отрицательное, и положительное управляющее напряжение; соответственно, экранирующие электроды могут иметь либо анодный, либо катодный потенциал пускового разряда (рис. 2.31 б). В любом случае, задача пускового разряда – сформировать в отверстиях экранирующих электродов плазменную поверхность, “открытую” в сторону анодов. Эта поверхность и будет служить плазменным катодом, эмитирующим электроны для инициирования развития разряда на аноды. На рис. 2.31 схематично показаны пусковые плазменные катоды, образуемые плазменной поверхностью 8, в период инициирования электронами 9 разрядов на аноды.

Из изложенного вытекает, что без формирования плазменных катодов электрическое поле анодов не может экстрагировать электроны из катодной части экранированных приборов и вызвать развитие разряда на аноды с переходом приборов в проводящее состояние. При создании же пускового разряда и диффузии плазмы этого разряда в отверстия в экранирующих электродах формируются плазменные катоды, способные эмитировать электроны в область действия поля анодов. Таким образом, созданием временных плазменных катодов (на период отпирания коммутирующих приборов) нейтрализуется экранирующее действие экранирующих электродов.

По аналогии с плазменными источниками электронных пучков (ИЭП) **экранирующие электроды коммутирующих приборов играют роль эмиттерного электрода, отверстия в экранирующих электродах – эмиссионного канала, а аноды – ускоряющего электрода.**

Эксперименты показывают [2.57], что для инициирования разряда на анод в водородной среде при  $U_{\text{ком}} = 10 \dots 20$  кВ в режиме постоянного тока требуется плотность тока электронной эмиссии  $J_{\text{ин}}$  порядка следующей величины:

$$J_{\text{ин}}[\text{А/м}^2] \approx (1 \dots 4)/(p[\text{Па}] \times d_{\text{а-э}}[\text{м}]). \quad (2.26)$$

Формула (2.26) носит ориентировочный характер, так как  $J_{\text{ин}}$  зависит не только от  $pd_{\text{а-э}}$ , но и от конфигурации и размеров отверстий в экранирующем электроде, которые определяют электрическую проницаемость электрода со стороны анода.

Поскольку формирование плазменного катода с заданной эмиссионной способностью требует генерации определённой концентрации заряженных

частиц и, соответственно, определённого тока пускового разряда, изложенный принцип управления коммутирующими приборами называют токовым [2.70].

Как было показано в предыдущих разделах данной главы, на эмиссионную способность плазменной поверхности может влиять разность потенциалов между плазмой и эмиттерным электродом – в нашем случае разность потенциалов между плазмой пускового разряда и экранирующим электродом, формирующая потенциальный барьер для эмитируемых электронов. Барьер образуется при положительном потенциале плазмы относительно эмиттерного электрода. Рис. 2.7 (*а* и *б*) иллюстрирует случай образования подобного барьера, а рис. 2.7 (*в* и *г*) – его устранения (эмиссии с “открытой” плазменной поверхности) или существенного ослабления при благоприятном наложении поля пространственного заряда слоя “плазма-электрод” и поля анода, проникающего в отверстие. На рис. 2.7 *в* показан случай сильного проникновения поля анода в отверстие эмиттерного электрода с анодной стороны. На рис. 2.7 *г* показан случай сильного проникновения поверхности плазменного катода в отверстие эмиттерного электрода с другой стороны. Напомним, что подробное объяснение ситуаций, изображённых на рис. 2.7, приведено в начале раздела 2.4. Далее в этом же разделе обсуждается вопрос о возмущении плазмы эмиттера отбором электронов и приходом ионов из ускоряющего промежутка и сказано, что эти факторы могут способствовать увеличению эмиссионного тока и формированию плазмы в ускоряющем промежутке. Очевидно, что приведенные рассуждения вполне подходят и для понимания механизма управления коммутирующими приборами с пусковым плазменным эмиттером.

Теоретически данный вопрос анализировался в работах разных авторов (см. обзор литературы в [2.77]). Анализ с учётом ионизации газа электронами и тяжёлыми частицами (ионами и нейтралами после перезарядки ионов) был выполнен в [2.77], и было показано, что характеристики ионизационных процессов в анодном промежутке различаются для давлений выше и меньше определённой критической величины  $p_{кр}$ . Величина  $p_{кр}$  зависит от рода газа, промежутка  $d_{а-э}$  и величины анодного/коммутируемого напряжения  $U_{ком}$ . Чем выше  $U_{ком}$ , тем больше  $p_{кр}$ , поскольку ионизация газа электронами в рабочем диапазоне  $p$  является определяющим процессом, а сечение ионизации  $\sigma_i$  снижается с ростом энергии иницирующих электронов, см. формулу (2.7).

При давлении  $p > p_{кр}$  ионизация газа в ускоряющем промежутке и увеличение в нём положительного пространственного заряда приводят к повышению электрического поля  $E_k$  в прикатодной области – области отверстий в экранирующем электроде. Если при этом возрастает ток эмиссии, то при определённом токе происходит инверсия направления поля в промежутке и нарушается монотонное распределение потенциала. Образуется “горб” потенциала, который способствует накоплению частиц в промежутке и образованию прианодной плазмы, постепенно заполняющей весь промежуток [2.68]. В итоге, анод начинает работать как электрод самостоятельного разряда, электрически соединяющего источник анодного напряжения с нагрузкой. Такое явление часто называют “электрическим пробоем” анодного промежутка, хотя терминологически более правильно обозначать его термином “возникновение” (или “переброс”, “подхват”) разряда на анод. Очевидно, что формула (2.26) применима в диапазоне давлений  $p > p_{кр}$ .

При  $p < p_{кр}$  в промежутке преобладает отрицательный пространственный заряд (мало ионов), а образование плазмы и “пробой” не возможны.

Итак, пусть будет  $p > p_{кр}$  и существует в отверстии экранирующего электрода некоторый потенциальный барьер  $U_6$  для эмитируемых плазмой электронов. Тогда, если увеличение тока эмиссии плазменного катода  $j_e$  приводит к повышению поля  $E_k$ , а оно в свою очередь снижает потенциальный барьер  $U_6$ , то будет происходить дальнейший подъём тока эмиссии  $j_e$  и дальнейшее снижение потенциального барьера  $U_6$ . Возникает положительная обратная связь, необходимая для необратимого развития событий, приводящих к возникновению плазмы в промежутке и его “пробоем”. Отсюда условие “пробоя” можно записать в следующем виде

$$(\partial j_e / \partial U_6)(\partial U_6 / \partial j_e) = 1$$

Для формализации связи величины потенциального барьера  $U_6$  с напряжённостью поля  $E_k$  используем линейный закон в соответствии с формулой для коэффициента усиления триода [2.24] в системе “плазменный катод–экранирующий электрод–анод”. Ток эмиссии плазмы через потенциальный барьер определим по уравнению Больцмана. В результате получаем выражение для условия включения прибора с пусковым плазменным эмиттером [2.77]:

$$A(e/kT_e)J_{ин} \partial |E_k| / \partial j_e = 1, \quad (2.27)$$

где  $A$  – коэффициент, зависящий от геометрии отверстия в экранирующем электроде (сетке),  $k$  – константа Больцмана,  $e$  и  $T_e$  – заряд и температура плазменных электронов. Величина  $\partial|E_K|/\partial j_e$  определена в [2.77] численным решением системы кинетических уравнений для заряженных частиц совместно с уравнением Пуассона. Из выражения (2.27) видно, что пробой имеет место при определённом токе эмиссии  $J_{ин}$ , а так как  $\partial|E_K|/\partial j_e$  возрастает при увеличении давления в области  $p > p_{кр}$ , то  $J_{ин}$  снижается с ростом давления, что соответствует опытным данным, см. (2.26). Рассчитанные значения  $J_{ин}$  составляют несколько миллиампер на квадратный сантиметр, что также согласуется по порядку величины с экспериментом [2.57]. Если предполагать, что накопление положительного пространственного заряда в прианодной области не приводит к повышению тока электронной эмиссии, то плотность тока, при которой образуется плазма, должна быть на несколько порядков больше.

Когда экранирующий электрод имеет анодный потенциал пускового разряда, указанный потенциальный барьер не велик (несколько вольт), её влияние не существенно, а управляющий ток  $I_y$  – минимальный. Такой режим управления типичен для импульсных водородных тиратронов с положительной управляющей сеткой [2.69] – [2.71].

Однако когда экранирующий электрод имеет полный или частичный потенциал катода пускового разряда, указанная разность потенциалов составляет сотни вольт и запирает электронную эмиссию на анод. Это типичная ситуация для приборов с заземлённой (или катодной) сеткой. При этом образуются достаточно толстые слои положительного пространственного заряда (ионные оболочки), перекрывающие отверстия в экранирующем электроде. В этом случае ток пускового разряда должен создать повышенную концентрацию заряженных частиц, чтобы сделать ионные оболочки тонкими и открыть доступ плазменным электронам к аноду. Ясно, что при таком способе управления ток пускового разряда  $I_y$  и мощность управления прибором должны быть больше, чем в случае с анодным потенциалом экранирующего электрода.

Можно поставить вопрос, в чём заключается польза от такого включения экранирующего электрода и способа управления? Ответ будет следующим.

Во-первых, задержка отпирания прибора, связанная с накоплением повышенной концентрации заряженных частиц в катодной части прибора, приведёт к тому, что будет гораздо большим ток электронной эмиссии плазменного катода в момент разрыва ионной оболочки в отверстиях экранирующего электрода и уменьшится время образования плазмы в анодной части прибора и его перехода из непроводящего в проводящее состояние (т.е. уменьшится время отпирания/коммутации). Такой приём нашёл применение в псевдоискровых разрядниках и некоторых сеточных тиратронах.

Во-вторых, можно существенно снизить периодическую нестабильность включения коммутирующего прибора, время коммутации и мощность управления, используя биполярное управление потенциалом плазмы пускового разряда. В этом способе управления наращивание концентрации заряженных частиц происходит при положительном потенциале плазмы относительно экранирующего электрода, а включение прибора – при резком переходе с положительного потенциала на отрицательный или нулевой, при котором плазменный катод открывается к аноду и эмитирует в его сторону большое количество иницирующих электронов.

Интересно знать взаимосвязь величины управляющего тока пускового разряда  $I_y$  и мгновенного потенциала плазмы относительно экранирующего электрода в момент отпирания коммутирующего прибора. В реальных быстро меняющихся условиях работы прибора измерить мгновенный потенциал плазмы в отверстиях экранирующего электрода зондовым методом сложно из-за сильных наводок, но в случае заземлённого экранирующего электрода можно принять, что потенциал плазмы приблизительно равен потенциалу управляющего электрода. Соответственно, были получены экспериментальные характеристики управления прибором с заземлённым экранирующим электродом в координатах  $U_y - I_y$  (рис. 2.32) [2.78]. Здесь  $U_y$  – напряжение управляющего электрода в момент отпирания прибора. Каждая точка графиков на рис. 2.32 отображает результаты измерений  $U_y$  и  $I_y$  в момент отпирания прибора при наличии на аноде коммутируемого напряжения  $U_{\text{ком}} = 15$  кВ, рабочий газ – молекулярный водород  $\text{H}_2$ . Графики приведены для приборов, отличающихся аспектными отношениями отверстий в экранирующем электроде (отношениями высоты отверстий  $H$  к их диаметрам  $D$ ).

Как видно, чем больше разность потенциалов между плазмой и поверхностью электрода ( $\sim U_y$ ), тем при большей концентрации заряженных частиц ( $\sim I_y$ ) плазма пускового разряда открывается в сторону анода. При токе пус-

кового разряда меньше  $I_y$  ионные оболочки перекрывают отверстия в экранирующем электроде и не пропускают плазменные электроны к аноду. Напомним, толщина ионной оболочки при низких давлениях газа может быть рассчитана по уравнению “степени 3/2”, если известна плотность ионного тока на стенки отверстий. Качественно, это уравнение указывает на зависимость  $I_y \sim U_y^{3/2}$ , что близко к тому, что наблюдается в эксперименте.

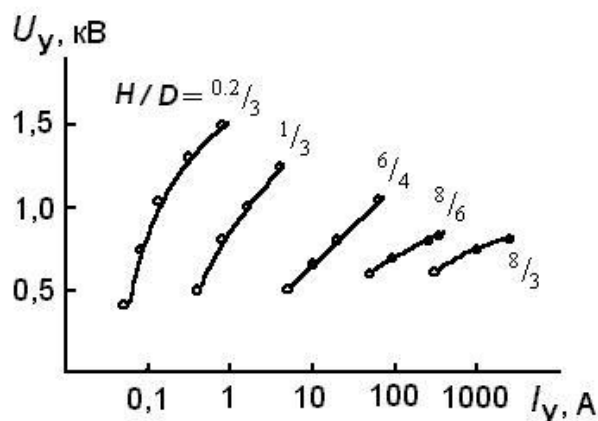


Рис. 2.32. Характеристики управления прибором с заземлённым экранирующим электродом в координатах  $U_y - I_y$  при  $U_{ком} = 15$  кВ и разном давлении водорода: кривая для  $H/D=8/3 - 40$  Па; кривые для  $H/D=8/6$  и  $6.4 - 32$  Па; для остальных кривых –  $12$  Па [2.78]

При увеличении аспектного отношения отверстий  $H/D$ , с одной стороны, снижается электрическая проницаемость отверстий для проникновения электрического поля анода, а с другой стороны, уменьшаются концентрация заряженных частиц и плотность ионного тока по мере диффузии плазмы пускового разряда в глубокие отверстия из-за рекомбинации частиц на стенках отверстий. В результате при увеличении  $H/D$  для формирования плазменного катода в отверстиях вблизи верхней поверхности экранирующего электрода требуется существенное повышение управляющего тока пускового разряда  $I_y$  (рис. 2.32).

Данный факт можно воспринимать как недостаток приборов с большим аспектным отношением  $H/D$ , но это справедливо только в том случае, если прибор должен однократно выполнять функцию включателя и нас не интересует готовность прибора к быстрому повторению этой функции, т. е. то, как он восстанавливает свою электрическую прочность – способность сохранять



непроводящее состояние при подаче на анод коммутируемого напряжения  $U_{\text{ком}}$ , и может ли он работать в частотном режиме.

В литературе часто используют термин “повторное зажигание”, которым обозначают повторное включение (повторное отпирание или повторный разряд в приборе), вызванное тем, что прибор не успел восстановить к данному моменту времени после окончания импульса анодного тока свою электрическую прочность, необходимую для коммутации напряжения  $U_{\text{ком}}$ . Повторное зажигание прибора приводит к сбою в работе импульсной схемы.

Восстановление электрической прочности определяется процессом деионизации послеразрядной плазмы внутри коммутирующего прибора, а деионизация при низких давлениях газа – рекомбинацией заряженных частиц на поверхностях электродов, т. е. временем диффузии ионов к этим поверхностям. Поскольку межэлектродные промежутки в катодной части приборов существенно больше, чем в анодной части ( $d_{\text{к-э}} > d_{\text{а-э}}$ ), и больше размеров отверстий в экранирующих электродах, продолжительность деионизации катодной части существенно больше продолжительности деионизации анодной части. Соответственно, послеразрядная плазма, диффундирующая из катодной части в отверстия экранирующего электрода, может служить плазменным эмиттером электронов, инициирующих развитие повторного разряда на анод, аналогично тому, как это происходило при создании пускового разряда перед отпиранием прибора.

Ясно, что чем большая концентрация плазмы пускового разряда требуется для включения прибора, тем при большей концентрации послеразрядной плазмы в катодной области будет иметь место заданная электрическая прочность прибора. Отсюда следует, что приборы с большей величиной  $H/D$  быстрее восстанавливаются и способны работать с высокой частотой повторения импульсов. На практике, водородные приборы с  $H/D > 1$  восстанавливают свою электрическую прочность за несколько микросекунд. У них минимально достижимое время восстановления определяется скоростью деионизации плазмы в анодной области, а в приборах дугового разряда с образованием паровой среды из материала электродов – также скоростью конденсации пара.

В заключение данного раздела рассмотрим реализацию концепции плазменного эмиттера электронов в многоканальном (многоанодном) коммутирующем приборе [2.79], в котором осуществляются физические процессы, обеспечивающие инициирование и синхронизацию разрядов на

семь анодом и одновременную коммутацию семи накопителей энергии на общую нагрузку. Подобный прибор предназначен для применения в мощных генераторах импульсных токов с несколькими емкостными (конденсаторными) накопителями энергии. Разделение накопителей энергии снижает нагрузку на элементы генераторов и электроды коммутирующих приборов благодаря принудительному распределению общего тока по нескольким цепям и электродам. Проблемой является обеспечение синхронности разряда накопителей, иначе будет снижаться мощность импульсов и возникать перенапряжения. Традиционно для синхронизации многоканальных систем применяют сложные схемы управления и взаимную световую засветку отдельных коммутаторов, но последняя не работает при низких давлениях. Применение многоанодного коммутирующего прибора, управляемого с помощью плазменных эмиттеров иницирующих электронов, позволяет решить данную проблему. На рис. 2.33 приведены конструкция, схема включения многоанодного прибора и внешний вид одной из модификаций прибора.

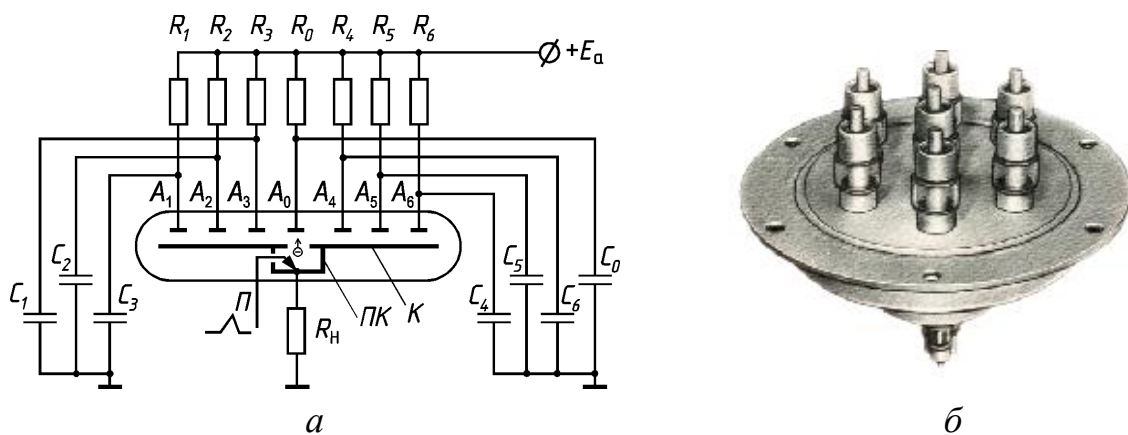


Рис. 2.33. Конструкция и схема включения многоанодного прибора (а) и его внешний вид (б) [2.79]

( $A_{0-6}$  – аноды,  $K$  – основной катод,  $\Pi$  – поджигатель,  $ПК$  – катод системы поджига;  $C_{0-6}$  – конденсаторы-накопители энергии,  $E_a$  – источник для заряда накопителей энергии,  $R_{0-6}$  – зарядные резисторы,  $R_H$  – резистор-нагрузка)

Прибор содержит плоский катод  $K$  с отверстием под центральным анодом  $A_0$ , вокруг которого расположены шесть анодов  $A_1-A_6$ . Под катодным отверстием расположена система поджига в виде отдельной камеры, в которой размещён полупроводниковый поджигатель  $\Pi$ , контактирующий с катодом  $ПК$ . По своей конструкции данный прибор одновременно содержит признаки приборов первого и второго вариантов: между катодом и анодами нет экра-

нирующего электрода, но катод  $K$  с центральным отверстием является экранирующим электродом для системы поджига, в которой создаётся пусковой разряд и формируется плазменный эмиттер электронов для инициирования разряда на центральный анод  $A_0$ .

Итак, при подаче положительного импульса напряжения  $\sim 2\text{--}3$  кВ на поджигатель  $П$  в месте его контакта с катодом  $ПК$  возникает катодное пятно и пусковой разряд дугового типа. Плазма этого разряда формирует в области центрального отверстия плоского катода  $K$  плазменный катод, эмитирующий электроны в сторону центрального анода  $A_0$  (см. рис. 2.33 а). Иницируется самостоятельный разряд дугового типа на анод  $A_0$  с катодными пятнами на плоском катоде  $K$  и с образованием центрального плазменного столба. Боковая поверхность этого столба служит плазменным эмиттером электронов, инициирующих разряды на боковые аноды  $A_1\text{--}A_6$  благодаря ионизации газа эмиттированными электронами в электрическом поле боковых анодов. Для эффективной ионизации газа достаточно разности потенциалов в несколько десятков вольт между плазмой центрального столба и боковыми анодами, т.е. возникновение разряда на один из анодов не препятствует развитию разрядов на другие аноды. В результате, на все аноды возникают самостоятельные дуговые разряды с распределением катодных пятен по всей поверхности плоского катода  $K$ .

Модификация многоанодного прибора, изображённого на рис. 2.33 б, имеет разброс во времени установления дуговых разрядов на разные аноды не больше  $0,1$  мкс при коммутируемом напряжении  $U_{\text{ком}} = E_a = 1\text{--}5$  кВ. Прибор обеспечивает коммутацию семи накопительных конденсаторов ёмкостью  $50$  мкФ каждый при амплитуде первой полуволны суммарного тока  $100$  кА, и длительности  $75$  мкс. Количество срабатываний при эксплуатации прибора в течение нескольких лет составило более  $10^5$ .

## Список литературы к главе 2

2.1. Завьялов М. А. и др. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М. А. Завьялов, Ю. Е. Крейнделъ, А. А. Новиков, Л. П. Шантура. – М.: Энергоатомиздат, 1989.

2.2. Крейнделъ Ю. Е. Плазменные источники электронов. – М.: Атомиздат, 1977.

2.3. Денбновецкий С. В., Мельник В. И., Мельник И. В., Тугай Б. А. Газоразрядные электронные пушки и их применение в промышленности // Электроника и связь (Киев). – 2008. Тем. вып. “Проблемы электроники”, ч. 2. – С. 84-87. | Мельник В. И.,

Мельник И. В., Тугай Б. А., Ковальчук Д. В. расширение технологических возможностей газоразрядных электронных пушек // Современная электрометаллургия. – 2015. – № 2 (119). – С. 21–24.

2.4. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. – М.: Наука, 1971.

2.5. Источники электронов с плазменным эмиттером / под ред. Ю. Е. Крейнделя. – Новосибирск: Наука, 1983.

2.6. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. – М.: Энергия, 1969.

2.7. Grusdev V. A *et al.* Universal plasma electron source / V. A. Grusdev, V. G. Zaleski, D. A. Antonovich, Yu. P. Golubev // Vacuum. – Vol. 77. – 2005. – P. 399–405.

2.8. Окс Е. М., Чагин А. А. Эмиссионные свойства плазмы сверхплотного тлеющего разряда, возбуждаемого в скрещенных **E**×**H**-полях // ЖТФ. – 1991. – Т. 61, вып. 6. – С. 204–206.

2.9. Окс Е. М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005.

2.10. Гордиенко А. И., Поболь И. Л., Залесский В. Г. Переработка отходов штамповки сплава Co–Cr–Mo с использованием электронно-лучевого переплава / под общ. ред. А. П. Семенова // Плазменная эмиссионная электроника: тр. III Междунар. Крейнделевского семинара, Улан-Уде, 23–30 июня 2009 г. – Улан-Удэ: БНЦ СО РАН, 2006. – С. 22–29.

2.11. Груздев В. А., Залесский В. Г., Русецкий И. С. Плазменный источник электронов с изолированным эмиттерным электродом // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С: Фундаментальные науки. – 2010. – № 9. – С. 61–67.

2.12. Галанский В. Л. и др. Источники электронов с плазменным эмиттером на основе отражательного разряда с полым катодом / В. Л. Галанский, В. А. Груздев, И. В. Осипов, Н. Г. Ремпе // Изв. вузов. Физика. – 1992. – Т. 35, № 5. – С. 5–23.

2.13. Груздев В. А. и др. Возможности и перспективы использования плазменных источников электронов для реализации электронно-лучевых технологий в машиностроении / В. А. Груздев, В. Г. Залесский, Д. А. Антонович, Ю. П. Голубев // Тяжелое машиностроение (Россия). – 2004. – № 9. – С. 25–32.

2.14. Способы повышения эффективности извлечения электронов в источниках с плазменным эмиттером / Д. А. Антонович, В. А. Груздев, В. Г. Залесский, И. С. Русецкий // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С: Фундаментальные науки. – 2010. – № 3. – С. 103–108.

2.15. Бугаев С. П., Крейндель Ю. Е., Щанин П. М. Электронные пучки большого сечения. – М.: Энергоатомиздат, 1984.

2.16. Жаринов А. В. и др. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. Ч. I / А. В. Жаринов, Ю. А. Коваленко, И. С. Роганов, П. М. Тюрюканов // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 1. – С. 66–70.

2.17. Жаринов А. В. и др. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. Ч. II / А. В. Жаринов, Ю. А. Коваленко, И. С. Роганов, П. М. Тюрюканов // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 4. – С. 687–693.

- 2.18. Груздев В. А., Залесский В. Г., Антонович Д. А. Влияние давления газа на эмиссионные свойства плазменного эмиттера // Вестн. Полоцк. гос. ун-та. Сер. С: Фундаментальные науки. – 2007. – № 3. – С. 90–98.
- 2.19. Universal plasma electron sources/ V. A. Grusdev, V. G. Zalesski, D. A. Antonovich, Yu. P. Golubev // Vacuum. – 2005. – Vol. 77. – P. 399–405.
- 2.20. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения / В. А. Груздев, В. Г. Залесский, Д. А. Антонович, Ю. П. Голубев // ИФЖ. – 2002. – Т. 75, № 3. – С. 166–170.
- 2.21. Antonovich D. A., Gruzdev V. A., Zalesski V. G. The gas-discharge structure for the formation of radial electron beams // Electrotechnica and electronica. – 2009. – Vol. 5–6. – P. 186–188.
- 2.22. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987.
- 2.23. Riemann K. U. The Bohm criterion and sheath formation // J. Phys. D. – 1991. – Vol. 24. – P. 493–518.
- 2.24. Царёв Б. М. Расчёт и конструирование электронных ламп. – М.: Энергия, 1967.
- 2.25. Груздев В. А., Залесский В. Г. Эволюция вторичной плазмы в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов при повышенном давлении // ЖТФ. – 1996. – Т. 66, вып. 7. – С. 46–55.
- 2.26. Электронно-лучевая сварка / О. К. Назаренко, А. А. Кайдалов, С. Н. Ковбасенко и др.; под ред. Б. Е. Патона. – Киев: Наук. думка, 1987.
- 2.27. Галанский В. Л., Груздев В. А., Илюшенко В. В. Параметры плазмы в эмиссионном канале плазменного эмиттера // ЖТФ. – 1990. – Т. 60, вып. 4. – С. 168–170.
- 2.28. Никулин С. П. Влияние размеров анода на характеристики тлеющего разряда с полым катодом // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, вып. 5. – С. 43–47.
- 2.29. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Т. 1. Общие вопросы электродинамики газов. – М.-Л.: Гос. изд-во техн.-теор. лит-ры, 1952.
- 2.30. Жаринов А. В., Коваленко Ю. А. Роль быстрых электронов в разряде с полым катодом // Изв. вузов. Физика. – 2001. – № 9. – С. 44–47.
- 2.31. Груздев В. А., Залесский В. Г. О роли плазменных электронов в формировании газоразрядной плазмы // Прикладная физика. – 2012. – № 1. – С. 64–72.
- 2.32. Физика и технология источников ионов / под ред. Я. Брауна; пер. с англ. – М.: Мир, 1998.
- 2.33. Груздев В. А., Ремпе Н. Г. Определение параметров эмитирующей плазмы по эмиссионным характеристикам// I Всесоюз. семинар по плазменной электронике. – Улан-Удэ, 1991. – С. 45–55.
- 2.34. Крейндель Ю. Е., Никулин С. П. Параметры системы плазма–слой в электродной полости разряда низкого давления // ЖТФ. – 1988. – Т. 58, вып. 6. – С. 1208–1209.
- 2.35. Жаринов А. В., Коваленко Ю. А. К теории электронных коллекторов в газовом разряде // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 4. – С. 681–686.
- 2.36. Груздев В. А., Залесский В. Г. Формирование эмиссионного тока в плазменных эмиттерах электронов // Прикладная физика. – 2009. – № 5. – С. 87–92.
- 2.37. Залесский В. Г. Энергетическая эффективность плазменных источников электронов // Прикладная физика. – 2011. – № 1. – С. 63–71.

2.38. Литвинов И. И. Граничные условия при диффузии неравновесной плазмы в магнитном поле // ПМТФ. – 1977. – № 1. – С. 52–55.

2.39. Ульянов, К. Н., Филиппов А. А. Двухмерная модель плазменного катода с открытой границей плазмы // Теплофизика высоких температур. – 2001. – Т. 39, № 4. – С. 539–546.

2.40. Zaleski V. G., Antonovich D. A. Peculiarities of plasma electron sources operation at high pressures // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. – Vol. 40. – P. 7771–7777.

2.41. Ульянов К. Н., Филиппов А. А. Физическая и математическая модели плазменного катода с сеточной стабилизацией плазменной границы // ТВТ. – 1998. – Т. 36, № 1. – С. 25–32.

2.42. Physical processes in plasma electron emitters based on a hollow-cathode reflected discharge / V. L. Galansky, V. A. Gruzdev, I. V. Osipov, N. G. Rempe // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1994. – Vol. 27. – P. 953–961.

2.43. Бурдовицин В. А., Куземченко М. Н., Окс Е. М. Об электрической прочности ускоряющего промежутка плазменного источника электронов в форвакуумном диапазоне давлений // ЖТФ. – 2002. – Т. 72, вып. 7. – С. 134–136.

2.44. Петрович О. Н., Груздев В. А. Нестационарная задача нелинейной электронной оптики в плазменных источниках электронов // Проблемы теоретической и прикладной электронной и ионной оптики: тез. докл. IX Всерос. семинара. – М., 2009. – С. 15–16.

2.45. Груздев В. А., Залесский В. Г., Петрович О. Н. О деформации распределения потенциала в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов при повышенном давлении // ЖТФ. – 1995. – Т. 65, вып. 10. – С. 38–45.

2.46. Бельюк С. И., Осипов И. В., Ремпе Н. Г. Промышленное применение электронных источников с плазменным эмиттером // Изв. вузов. Физика. – 2001. – Т. 44, № 9. – С. 77–84.

2.47. Залесский В. Г. Особенности применения плазменных источников электронов для сварки и родственных технологий // Материалы Междунар. науч.-техн. конф. “Технологии и оборудование ЭЛС–2008”. – Санкт-Петербург 19–22 мая 2008 г. – СПб., 2008.

2.48. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения / В. А. Груздев, В. Г. Залесский, Д. А. Антонович, Ю. П. Голубев // ИФЖ. – 2002. – Т. 75, № 3. – С. 166–170.

2.49. Залесский В. Г., Голубев Ю. П., Мазаник Ю. В. Электронно-лучевая обработка быстроизнашивающихся деталей. Источник питания плазменного эмиттера // Вестн. ПГУ. Сер. С: Фундаментальные науки. – 2005. – № 10. – С. 63–66.

2.50. Humphries S. Jr. Charged Particle Beams. – New York: John Wiley and Sons, 2002.

2.51. Программно-аппаратный комплекс для диагностики электронно-оптических систем и пучков заряженных частиц / В. А. Груздев, В. Г. Залесский, И. С. Русецкий, Д. Г. Руголь // Приборы и техника эксперимента (Россия). – 2009. – № 2. – С. 177–178.

2.52. Способ и устройство для диагностики электронно-оптических систем плазменных источников электронов / В. А. Груздев, В. Г. Залесский, И. С. Русецкий, Д. Г. Руголь // Докл. БГУИР. – Минск, 2009. – № 1 (39). – С. 71–77.

2.53. Петрович О. Н., Груздев В. А. Программный комплекс ELIS для моделирования плазменных процессов в ЭОС // X Всерос. семинар “Проблемы теоретической и прикладной электронной и ионной оптики”: тез. докл. – М.: ФГУП НПО “Орион”, 2011. – С. 15–17.

2.54. Груздев В. А., Залесский В. Г., Руголь Д. Г. Моделирование температурного поля в поверхностном слое при импульсном электронно-лучевом воздействии // Инж.-физ. журн. – 2007. – № 2. – С. 134–142.

2.55. Пантелеенко Ф. И. и др. Закономерности электронно-лучевого воздействия на боросодержащие материалы и принципов оптимизации электронно-лучевого оборудования для технологии упрочнения и восстановления / Ф. И. Пантелеенко, В. А. Груздев, В. Г. Залесский и др. – М.: Технопринт, 2005.

2.56. Пантелеенко Ф. И., Снарский А. С. Исследование влияния электронно-лучевой обработки на эксплуатационные свойства боросодержащего материала лезвийного металлорежущего инструмента // Вісник ЖІТІ. Технічні науки. – 2001. – С. 242–243.

2.57. Кузьмичёв А. И. Моделирование управления пробоем в приборах с плазменным катодом // Вестн. Киев. политехн. ин-та. Радиоэлектроника. – 1979. – № 16. – С. 125–128.

2.58. Крейнделъ Ю. Е., Никулин С. П., Пономарев А. В. Эмиссионные свойства плазмы, ограниченной прикатодной областью разряда низкого давления // ЖТФ. – 1989. – Т. 59, № 6. – С. 196–199.

2.59. Барченко В. Т. и др. Плазменные эмиссионные системы с ненакаливаемыми катодами для ионно-плазменных технологий / В. Т. Барченко, О. Л. Вересов, О. И. Гребнев, В. А. Груздев, В. Г. Залесский, А. А. Лисенков; под общ. ред. В. Т. Барченко. – СПб.: Изд-во СПбГЭТУ “ЛЭТИ”, 2012.

2.60. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977.

2.61. Бакшт Ф. Г. и др. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Ф. Г. Бакшт, Г. А. Дюжев, А. М. Марциновский и др. – М.: Наука, 1973.

2.62. Болдасов В. С., Кузьмичёв А. И. Физические процессы в несамостоятельном высоковольтном разряде низкого давления // Изв. вузов. Радиофизика. – 1989. – Т. 32, № 7. – С. 871–879.

2.63. Арифов У. А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твёрдого тела. – М.: Наука, 1968.

2.64. Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. – М.: Гостехтеоретиздат, 1957.

2.65. Кузьмичёв А. И. Характеристики плазменного катода, ограниченного проводящей стенкой // Радиотехника и электроника. – 1996. – Т. 41, № 6. – С. 744–749.

2.66. Болдасов В.С., Денбновецкий С.В., Кузьмичёв А.И. Моделирование газоразрядных коммутрующих приборов низкого давления. Электрическая прочность приборов в предразрядный период / – Киев, ИСИО. – 1996.

2.67. Бурдовицин В. А. и др. Форвакуумные плазменные источники электронов / В. А. Бурдовицин, А. С. Климов, А. В. Медовник, Е. М. Окс, Ю. Г. Юшков. – Томск: Изд-во Томского ун-та, 2014.

2.68. Бочков В. Д., Королёв Ю. Д. Импульсные газоразрядные коммутрующие приборы / В кн.: Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том. Книга IV. – М.: Наука, 2000. – Раздел XI.6. – С. 446–459.

2.69. Ворончев Т. А. Импульсные тиратроны. – М.: Сов. радио, 1958.

- 2.70. Каганов И. Л. Ионные приборы. – М.: Энергия, 1972.
- 2.71. Фогельсон Т. Б., Бреусова Л. Н., Вагин Л. Н. Импульсные водородные тиратроны. – М.: Сов. радио, 1974.
- 2.72. Бочков В. Д., Дягилев В. М., Королёв Ю. Д., Ушич В. Г. Мощные коммутаторы тока с низким давлением газа // ПТЭ. – 1998. – № 5. – С. 91-95.
- 2.73. Аксёнов И. И. Вакуумная дуга в эрозионных источниках плазмы. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2005.
- 2.74. Андреев А. А и др. Вакуумно-дуговые устройства и покрытия / А. А. Андреев, Л.П. Саблев, В. М. Шулаев, С.Н. Григорьев. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2005.
- 2.75. Зайдман С.Ш. и др. Разрядники для коммутирования больших энергий / С. Ш. Зайдман, А. И. Кузьмичёв, Л. М. Тихомиров, Ю. Д. Хромой, А. И. Шендаков, Л. Н. Шмырёва // Обзоры по электронной технике. Сер. 4: Электровакуумные и газоразрядные приборы. – М.: ЦНИИ “Электроника”, 1976. – Вып. 3 (349). – 48 с.
- 2.76. Аксенов И.И. и др. Импульсные коммутирующие газоразрядные приборы с холодным катодом / И. И. Аксенов, М. А. Белоус, А. И. Вишневский, В.А. Крестов, В. И. Крижановский, С.А. Смирнов, Л. М. Тихомиров, А. И. Шендаков // Обзоры по электронной технике. Сер. 4: Электровакуумные и газоразрядные приборы. – М.: ЦНИИ “Электроника”, 1974. – Вып. 8(208). – 34 с.
- 2.77. Болдасов В. С., Кузьмичёв А. И., Филлипычев Д.С. Несамостоятельный высоковольтный разряд низкого давления // Изв. вузов. Радиофизика. – 1984. – Т. 27, № 7. – С. 925–933.
- 2.78. Kuzmichev A.I. The role of plasma emitter control in triggering and recovering pseudospark switches // Proc. 18<sup>th</sup> Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. – The Netherlands, Eindhoven, Aug. 17-21, 1998. – Eindhoven, 1998. – Vol. 1. – P. 394-397.
- 2.79. Воробьев А. С. и др. Многоканальный разрядник с самосинхронизацией / Воробьев А. С., Денбновецкий С. В., Зайдман С.Ш., Кирпичников В. А., Козлов Е. А., Крижановский В.И., Кузьмичёв А.И., Рыбин В.Н., Шендаков А.И. // ПТЭ. – 1983. – № 5. – С. 117-119.



### **3. ИСТОЧНИКИ ИОНОВ С ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ**

Принципы действия источников ионов основаны на различных методах получения свободных ионов: ионизации молекул газа электронным ударом, ионизации атомов на поверхности твёрдого тела, ионизации газа в электрическом разряде и других. В данном пособии будем рассматривать плазменные источники ионов (ИИП), в которой свободные ионы извлекаются из газоразрядной плазмы. Этот тип источников ионов также называют газоразрядными источниками. Как и в остальных разделах пособия рассматриваются эмиттеры на основе стационарных (неимпульсных) плазменных образований. При написании настоящего раздела частично использован адаптированный материал из работ [3.1] – [3.4].

Газоразрядные источники ионов появились в конце XIX века одновременно с открытием “каналовых” лучей. Эти лучи являются потоками ионов, ускоренных в катодном слое пространственного заряда тлеющего разряда низкого давления и прошедших через небольшое отверстие (канал) в катоде в пространство за ним. Вследствие низкого давления и слабого рассеивания ионов на молекулах газа они образуют направленный пучок (луч). Однако начало развития эффективных источников следует отнести к 30 годам XX века. Особенно стимулировали совершенствование этих приборов исследования в области ядерной физики, а затем разработки ионных двигателей для космических аппаратов и технологических систем ионного распыления. Краткий исторический очерк развития газоразрядных/плазменных источников ионов приведен в [3.1, с.7-12].

#### **3.1. Основные требования к параметрам источников ионов с плазменными эмиттерами и задачи, решаемые при их разработке**

Требования, предъявляемые к ионному источнику, определяются его конкретным назначением и условиями работы. Несмотря на разнообразие применений и характерных условий, в которых должен работать ионный источник, можно в общем виде сформулировать следующие основные требования к этим приборам:

1. Ионный источник с устройством для формирования ионного пучка должен генерировать стационарный или импульсный пучок с необходимым током и такими ионно-оптическими параметрами, которые позволили бы использовать его наилучшим образом.

2. Ионный источник должен генерировать пучок ионов определённого состава, т. е. должен поставлять ионы с заданной массой и зарядом. Другие компоненты в ионном пучке нежелательны, так как они “загрязняют” пучок, увеличивают нагрузку источников тока, ослабляют электрическую прочность ускорительной системы и т. д.

3. Ионный пучок, извлекаемый из источника, должен обладать заданной средней энергией ионов и допустимой величиной разброса их скоростей.

4. Ионный источник должен работать стабильно. Неуправляемая модуляция тока ионного пучка, как правило, нежелательна.

5. Заданный ионный пучок необходимо получать при минимальном расходе рабочего вещества (газа). Это важно в первую очередь потому, что в области первичного формирования и ускорения пучка надо поддерживать высокий вакуум для повышения электрической прочности. Также надо создавать вакуум в технологической камере, где применяется ионный пучок. В случае применения ценных газов (например, трития) важность этого требования определяется ещё и экономическими соображениями.

6. Желательно, чтобы расходуемая мощность, в первую очередь рассеиваемая в источнике, была минимальной. В тех случаях, когда подвод энергии к ионному источнику затруднен, это требование особенно важно.

7. Источник должен быть достаточно надёжным в работе, максимально простым по конструкции, питанию и управлению.

8. Источник должен иметь достаточный срок непрерывной работы, а также максимальный срок службы.

В соответствии с этими требованиями ионный источник характеризуется рядом параметров. Их перечень применительно ко всем источникам заряженных частиц с плазменным эмиттером уже был рассмотрен в разделе 1.1 (Общие характеристики генераторов плазмы для плазменных эмиссионных систем). Здесь мы отметим наиболее важные параметры:

1. Величина общего фокусируемого ионного тока  $I_i$  и соответствующая плотность ионного тока  $j_i = I_i / S_{\text{эм}}$ , где  $S_{\text{эм}}$  – площадь плазменного эмиттера, приблизительно определяемая площадью выходного отверстия ионного источника  $S_0$  (либо суммарной площадью выходных отверстий).

2. Экономичность (или, как ранее формулировали в разделе 1.1, энергетическая эффективность  $H$ ); это величина ионного тока, приходящаяся на единицу мощности, подводимой к источнику (учитываются все расходы

мощности, включая на нагрев катода, на поддержание магнитного поля и т.д., или только на поддержание плазмогенерирующего разряда).

3. Газовая экономичность, которая представляет собой отношение числа атомов газа, превращаемых в ионы пучка, к числу атомов газа, подводимых к источнику.

4. Относительное содержание определённых ионов (например,  $H^+$  в случае протонного источника) в пучке всех ускоряемых ионов (например, может генерироваться пучок, содержащий разные водородные ионы  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ ).

Разработка ионных источников сводится, в первую очередь, к решению двух основных физико-технических проблем:

а) отысканию рациональных путей генерации плазмы с необходимой концентрацией требуемых ионов при максимальном отношении этой концентрации к концентрации нейтральных атомов/молекул рабочего газа или других ионов;

б) отысканию способов максимального использования (отбора с поверхности плазменного эмиттера) образуемых ионов при максимальной газовой экономичности, а также оптимальных способов формирования ионного пучка с необходимыми ионно-оптическими параметрами.

Решая эти задачи, следует прежде всего обратить внимание на параметры плазмы, которую приходится создавать в источнике (см. раздел 1, посвящённый генераторам плазмы). Если граница плазмы (плазменный эмиттер) находится в плоскости выходного отверстия генератора плазмы, плотность извлекаемого (эмитируемого) ионного тока может быть представлена известным **уравнением Бома** для плотности тока, идущего на отрицательный зонд, помещённый в плазму:

$$j_i = 0,4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} = 8 \cdot 10^{-16} n_i \sqrt{\frac{T_e \text{ } ^\circ\text{K}}{\mu}} \left[ \text{a/cm}^2 \right], \quad (3.1.)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $n_i$  – концентрация ионов невозмущённой плазмы вблизи указанного отверстия (на плазменном эмиттере),  $T_e$  – температура электронного газа,  $m_i$  – масса иона,  $\mu$  – его молекулярная (атомная) масса.

Формула (3.1) учитывает ускорение ионов в переходном слое между невозмущённой плазмой и слоем униполярного пространственного заряда положительных ионов. Переходной слой образуется вследствие проникновения электрического поля в плазму эмиттера; падение напряжения на этом слое

порядка средней тепловой энергии плазменных электронов, выраженной в электрон-вольтах. Отсюда в формуле (3.1) появляется температура электронов  $T_e$ . Как правило, падение напряжения на слое составляет несколько вольт. Поле переходного слоя тормозит электроны и возвращает их обратно в невозмущённую плазму, но ускоряет ионы к эмиттирующей поверхности и увеличивает ток ионной эмиссии из плазмы. Соответственно, энергия ионов, пересекающих поверхность плазменного эмиттера, составляет электрон-вольты. В то же время тепловая энергия ионов в невозмущённой плазме порядка 0,02-0,03 эВ. Таким образом, плазменный эмиттер не создаёт потенциальный барьер для эмиттируемых ионов в отличие от твёрдого термоэмиттера.

На практике при рассмотрении процессов в ускоряющем промежутке пренебрегают полем, проникающим в плазму эмиттера, и полагают, что поле на поверхности плазменного эмиттера равно нулю.

В табл. 3.1 приведены значения  $n_i$ , вычисленные с помощью выражения (3.1) при подстановке значений  $\mu = 1$ ,  $T_e = 10^5$  К и заданных величин  $j_i$ , и соответствующие им минимальные давления газа  $p_{\min}$ , которые необходимы для обеспечения требуемой концентрации ионов при полной ионизации.

Таблица 3.1

Концентрации ионов и минимальные давления газа, соответствующие заданным значениям плотности тока ионов  $H^+$

$n_i, \text{см}^{-3}$	$j_i, \text{а/см}^2$	$p_{\min}, \text{Па}$	$n_i, \text{см}^{-3}$	$j_i, \text{а/см}^2$	$p_{\min}, \text{Па}$
$10^{11}$	0,025	$3,7 \cdot 10^{-4}$	$10^{14}$	25	$3,7 \cdot 10^{-1}$
$10^{12}$	0,25	$3,7 \cdot 10^{-3}$	$10^{15}$	250	$3,7 \cdot 10^0$
$10^{13}$	2,5	$3,7 \cdot 10^{-2}$			

Из этой таблицы следует, что для получения в ионных источниках плотности ионного тока  $j_i = 10 \div 100 \text{ а/см}^2$  необходима плазма с концентрацией заряженных частиц  $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Дальнейшего увеличения плотности ионного тока можно достигнуть за счёт возрастания энергии ионов или электронной температуры и, главным образом, за счёт дальнейшего увеличения концентрации плазмы. Создание ионных источников с максимальной до настоящего времени плотностью ионного пучка требует разработки радио-

нальных способов получения плазмы с большой степенью ионизации и абсолютными значениями концентрации, достигающими  $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Однако этого ещё недостаточно для получения эффективного ионного источника.

Если в сферической (взятой для простоты) камере ионного источника радиусом  $R$  и площадью стенок  $S$  образована однородная плазма с плотностью ионного тока на стенку  $j_i$  и если ионы извлекаются через отверстие(я) радиусом  $r_0$  площадью  $S_0$  с плазменного эмиттера площадью  $S_{\text{эм}}$ , а форма границы плазмы (т. е. плазменный эмиттер) остаётся близкой к форме поверхности сферы и  $S_{\text{эм}} \approx S_0$ , то доля используемых ионов

$$\alpha = \frac{j_i S_{\text{эм}}}{j_i S} \approx \frac{j_i S_0}{j_i S} = \frac{\pi r_0^2}{4\pi R^2} = \frac{r_0^2}{4R^2}. \quad (3.2)$$

Обращаем внимание на то, что в разделе 2.3, посвящённом плазменным эмиттерам электронов, использовались аналогичные параметры, но с другими обозначениями ( $r_{\text{пл}}$  и  $r_{\text{кан}}$  – радиусы плазмы и эмиссионного канала, соответственно). При реальных размерах выходного отверстия ( $r_0 = 0,1 \text{ см}$ ,  $R = 1 \div 10 \text{ см}$ )  $\alpha \approx 10^{-3} - 10^{-5}$ . Эти элементарные соображения показывают, что однородная плазма как источник ионов мало эффективна. Лучшее извлечение ионов достигается сближением величин  $S_0$  ( $S_{\text{эм}}$ ) и  $S$ , а именно:

- увеличением эмиссионной поверхности ( $S_{\text{эм}} > S_0$ ) за счёт проникновения в камеру источника поля электрода, извлекающего ионы, или
- образованием неоднородной плазмы.

Первый способ применяется, например, в высокочастотных ионных источниках с зондовым извлечением. В этом случае внутри ионного источника имеется развитая эмиссионная граница, поверхность которой значительно превышает сечение выходного канала  $S_0$ . Второй способ осуществляется в капиллярной дуге и плазматроне местным сужением разрядной области, в дуоплазматроне – дополнительным контрагированием плазмы магнитным полем, в магнитных ионных источниках – образованием путём контрагирования плазмы магнитным полем “желоба”, вдоль которого ионы направляются к выходному отверстию. Получение плазмы с большой концентрацией и большой степенью ионизации и увеличение доли используемых ионов часто достигаются одновременно. Например, местное сужение разрядной трубки приводит к повышению плотности ионного тока, образованию двойного

слоя, ускоряющего электроны, появлению области с повышенной концентрацией плазмы, размеры которой сравнимы с размерами выходного отверстия; последнее обуславливает рост доли используемых ионов.

Увеличение газовой экономичности достигается, в первую очередь, повышением степени ионизации газовой среды, а также повышением электронной температуры  $T_e$  вблизи эмитирующей поверхности. Часто препятствием является нестабильность разряда, возникающая при попытке уменьшить рабочее давление газа в камере ионного источника. В таких случаях полезно создать перепад давлений между катодной областью и областью разряда, примыкающей к выходному отверстию (эмиттеру). Повышение давления газа в области катода способствует стабильности разряда, в то время как снижение давления газа вблизи выходного отверстия приводит к уменьшению его расхода. Газовую экономичность можно увеличить также использованием в качестве газоразрядной среды сверхзвукового потока газа, распространяющегося перпендикулярно направлению извлечения ионов.

Разработка эффективного источника ионов связана с преодолением ряда трудностей, но часто наиболее трудной задачей является создание системы формирования и транспортировки интенсивного ионного пучка из-за сильного расталкивающего действия пространственного заряда ионов.

### **3.2. Плазменный эмиттер – подвижный электрод, проблема плазменной фокусировки**

Итак, при разработке плазменных ионных источников решаются две основные физико-технические задачи.

Первая состоит в отыскании рациональных путей образования плазмы с необходимой концентрацией ионов при максимальной степени ионизации газа; успешное её решение зависит от конструкции ионного источника.

Вторая задача заключается в отыскании способов наиболее полного извлечения ионов и создания пучка с заданной энергией при максимальном отношении тока пучка к общему потоку частиц, выходящих через эмитирующее отверстие генератора плазмы. Решение этой задачи зависит от всей конструкции ионного источника, в том числе и от правильного выполнения системы электродов, служащей для отбора (извлечения, экстракции) ионов с плазменной эмитирующей поверхности, и формирования пучка с необходимыми ионно-оптическими свойствами и энергией. Одним из этих электродов,

который одновременно является эмиттером ионов, служит граница плазмы. Такие системы получили название систем с плазменной фокусировкой.

Плазменная фокусировка представляет собой более сложную задачу, чем формирование электронного или ионного пучка, эмиттируемого поверхностью твёрдого эмиттера. Эта сложность вызвана следующими обстоятельствами:

- поверхность твёрдого эмиттера (термоэмиттера) фиксирована, а положение эмиттирующей ионы поверхности плазмы, напротив, зависит от внешнего электрического поля и режима работы источника;
- в отличие от термоэмиттера газоразрядный источник ионов также является интенсивным источником нейтрального газа;
- энергия ионов, покидающих границу плазмы, обычно существенно больше энергии частиц, испускаемых термоэмиттером (0,3-3 эВ против 0,1 эВ);
- необходимое распределение плотности тока испускаемых частиц легче задается в том случае, когда эмиттером служит поверхность твёрдого тела.

Для иллюстрации сказанного рассмотрим плоско-параллельный ионный диод с плазменным эмиттером (рис. 3.1).

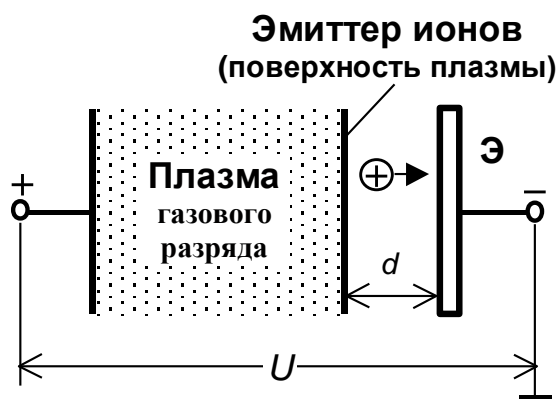


Рис. 3.1. Ионный диод с плазменным эмиттером

(Э – электрод-экстрактор, ускоряющий электрод, извлекающий/отбирающий ионы с поверхности плазмы. Эмиттер ионов – поверхность плазмы, эмиттирующая ионы. Плазменный эмиттер находится под высоким положительным потенциалом  $U$  относительно земли)

Такой диод является простейшей плазменной эмиссионной системой, в которой расстояние  $d$  между плазменным эмиттером ионов и отрицательным электродом-экстрактором ионов взаимосвязано с напряжением  $U$  между

плазмой и электродом и плотностью тока ионов  $j_i$  **законом Чайлда-Лэнгмюра** (также известным, как **уравнение “степени 3/2”**):

$$j_i = (4/9)\epsilon_0(2q/m_i)^{1/2}U^{3/2}/d^2, \quad (3.3)$$

где  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $q$  – заряд иона (для однозарядных ионов,  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $Ar^+$ ,  $q = e$ ; для двукратно заряженных ионов,  $He^{2+}$ ,  $Ar^{2+}$ ,  $q = 2e$ ),  $m_i$  – масса иона. Для практических расчётов рекомендуем более удобную форму уравнения:

$$j_i = 1,72(q/e\mu)^{1/2}U^{3/2}/d^2 \text{ [мА/см}^2\text{]}, \quad (3.4)$$

где  $\mu$  – молекулярная масса иона ( $\mu = 1$  для иона  $H^+$ ),  $U$  – в [кВ],  $d$  – в [см].

Это уравнение получено решением уравнения Пуассона для слоя пространственного заряда ионов, движущихся в вакууме, т. е. без столкновений с молекулами газа, в предположении нулевого поля на плазменной поверхности. С физической точки зрения уравнение (3.3) показывает, при каком ионном токе суммарный положительный пространственный заряд ионов в межэлектродном промежутке “Эмиттер–Экстрактор” компенсирует отрицательный заряд электрода-экстрактора относительно плазмы. Уравнение (3.3) также показывает, что положение плазменного эмиттера относительно экстрактора ионов зависит от концентрации заряженных частиц в плазме  $n_i$  (через  $j_i$ ) и потенциала экстрактора  $U$  относительно плазмы. Т.е., плазменный эмиттер будет сдвигаться относительно металлического электрода-экстрактора при изменении  $j_i$  и  $U$ .

Пучковые системы (как ионно-лучевые, так и электронно-лучевые) характеризуют параметром, называемым первеансом  $P$

$$P = I_{i.\text{макс}}/U^{3/2}, \quad (3.5)$$

где  $I_{i.\text{макс}}$  – максимальный ток ионов в межэлектродном промежутке. Этот параметр характеризует качество источника ионов и указывает на величину необходимого ускоряющего напряжения  $U = (I_{i.\text{макс}}/P)^{2/3}$ .

Первеанс связан с влиянием пространственного заряда ионов на электрическое поле в промежутке. Он определяет, при каком токе ионов ( $I_{i.\text{макс}} = PU^{3/2}$ ) поле на поверхности эмиттера примерно равно нулю. При большем токе возникает тормозящее ионы поле и должна прекратиться эмиссия. Однако на практике эмиссия ионов не прекращается, так как плазменная поверхность будет приближаться к ускоряющему электроду до тех пор, пока



поле на поверхности эмиттера не станет равным нулю. Формула (3.5) годится для вакуумных ускоряющих промежутков, т. к. она не учитывает появление между электродами других заряженных частиц кроме ионов, эмитируемых плазмой. Такие частицы могут появляться, например, вследствие ионизации остаточного газа ускоренными ионами.

Реальный электрод-экстрактор должен быть не сплошным, как показано на рис. 3.1, а с отверстием для прохода ионного луча. В этом случае геометрия плазменного эмиттера и ионного диода в целом и, соответственно, плазменная фокусировка значительно усложняются (см. следующий раздел 3.3).

Отметим, что вопросы плазменной фокусировки в ионных источниках аналогичны таким же вопросам в случае плазменных источников электронов, поэтому при изучении материала данной главы рекомендуется также ознакомиться с материалом главы 2 настоящего пособия, в частности, раздела 2.3.

### 3.3. Форма поверхности плазменного эмиттера, плазменный мениск и решения проблемы плазменной фокусировки

Чтобы исключить бомбардировку электрода-экстрактора ионами, поверхность плазменного эмиттера окружают (ограничивают) специальным электродом, его называют эмиттерным или ограничивающим электродом. Этот электрод снабжают отверстием напротив отверстия в электроде-экстракторе для прохода ионов. При этом возможны различные формы поверхности плазменного эмиттера; выделяют три основных случая, показанные на рис. 3.2.

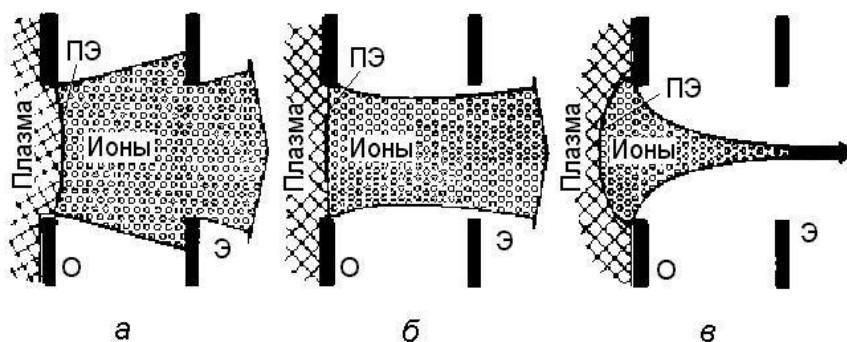


Рис. 3.2. Три формы поверхности плазменных эмиттеров (а – выпуклый мениск, высокие значения  $n_i$  и  $j_i$ ; б – ровная, плоская поверхность; в – вогнутый мениск, низкие значения  $n_i$  и  $j_i$ . ПЭ – плазменный эмиттер; О – эмиттерный электрод, ограничивающий эмиттер; Э – электрод-экстрактор – электрод, извлекающий и ускоряющий ионы)

В общем случае поверхность плазменного эмиттера ПЭ имеет форму мениска с разным знаком кривизны. Ровная поверхность эмиттера в плоскости эмиттерного электрода  $O$  (рис. 3.2 б) образуется, когда величина плотности ионного тока эмиссии  $j_i$  соответствует уравнению (3.3). При большем значении плотности тока эмиссии образуется выпуклый плазменный мениск (рис. 3.2 а), а при меньшем – вогнутый мениск (рис. 3.2 в). При моделировании плазменной эмиссионной системы мениск обычно аппроксимируют сферической или цилиндрической поверхностью.

На форму плазменного мениска и его положение, т. е. на положение поверхности плазменного эмиттера, влияют и другие факторы, в частности:

- изменение концентрации ионов  $n_i$  (через  $j_i$ ) вдоль границы плазмы,
- форма и толщина металлических электродов,
- наличие дополнительных металлических элементов между эмиттерным электродом и электродом-экстрактором,
- ионизационные процессы в межэлектродном промежутке,
- разность потенциалов между плазмой и эмиттерным электродом,
- зазор между плазменной границей и поверхностью эмиттерного электрода.

Третий фактор из перечисленных проявляется, когда дополнительно вводят электрод-экспандер (см. [3.1], рис. 5.1 д, с. 216-224), в полость которого диффундирует (расширяется) плазма из источника, формируя большую эмиттирующую поверхность. На рис. 2.19 показан аналогичный ИЭП с электродом-расширителем (экспандером).

Последние два фактора в случае, когда эмиттерный электрод служит анодом плазмогенерирующего разряда или применяется ВЧ разряд, не сильно сказываются, т.к. разность потенциалов между плазмой и эмиттерным электродом не превышает нескольких вольт, а ширина зазора порядка дебаевской длины экранирования (несколько десятых долей миллиметра). Поэтому будем полагать в дальнейшем, что плазма ИИП примыкает к тыльной поверхности эмиттерного электрода.

Поскольку форма и положение мениска зависят от конструкции и, главное, от параметров режимов ( $j_i$ ,  $U$ ) и дестабилизирующих факторов работы, требуется стабилизация геометрии ионно-оптической системы с плазменным эмиттером. Так, подвижность границы плазмы, эмиттирующей ионы, можно устранить, помещая в соответствующем месте сетчатый электрод, положение

которого будет определять положение плазменной границы. При небольшой величине потенциала электрода-экстрактора  $U$ , извлекающего ионы, плазма из источника проникает в область между сеткой и этим электродом. С увеличением потенциала граница плазмы перемещается к сетке и, начиная с определённой величины  $U$ , оказывается за сеткой. Дальнейшее увеличение  $U$  оказывает слабое влияние на форму и положение этой границы. Таким образом, ионно-оптические свойства системы в первом приближении оказываются не зависящими от потенциала и, кроме того, появляется возможность придания желаемой формы плазменному эмиттеру. На рис. 3.3 представлена схема плазменного эмиттера с сеточной стабилизацией.

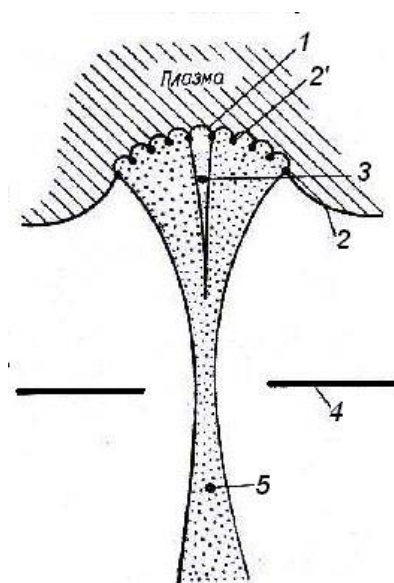


Рис. 3.3. Плазменный эмиттер ионов с фиксацией границы плазмы с помощью сетки

(1 – граница плазмы; 2 – эмиттерный электрод с сеткой (2'); 3 – элементарный пучок, выходящий из одной ячейки сетки; 4 – электрод-экстрактор; 5 – форма суммарного ионного пучка на выходе источника)

В одной из конструкций источника [3.1] сетка сначала была изготовлена с размером ячейки 0,45 мм из проволоки диаметром 0,125 мм. В связи с разрушением сетки электронным потоком, встречным по отношению к формируемому ионному пучку, что является одним из существенных недостатков предлагаемой системы, сетка была заменена молибденовым сферическим электродом, в котором был просверлен ряд отверстий. При этом было установлено, что изменением потенциала сетки по отношению к плазме можно в определённой мере влиять на ионно-оптические свойства системы.

Созданный ионный пучок обычно далек от состояния электронейтральности в промежутке между эмиттерным электродом и электродом-экстрактором, поскольку все электроны, которые могли бы компенсировать положительный пространственный заряд ионов, ускоряются полем в направлении, обратном направлению движения ионов, до скоростей, намного превышающих скорости ионов. По этой причине пространственный заряд электронов в пучке существенно меньше ионного. Однако после того как ионный пучок проходит через электрод-экстрактор и попадает в технологическую камеру, его пространственный заряд следует скомпенсировать, иначе происходит сильное распыление пучка. Например, аргоновый пучок с током в несколько миллиампер и энергией 30 кэВ уже испытывает расталкивающее влияние пространственного заряда.

Во многих случаях некоторые частицы остаточного газа, которые всегда находятся в области пучка, будут ионизоваться при соударениях с ионами пучка, и этот процесс может дать достаточное количество компенсирующих электронов с образованием в технологической камере так называемой плазмы пучка. Но такие электроны должны быть каким-то способом изолированы от действия поля, ускоряющего их в обратном направлении в сторону ионного источника. Такая изоляция может быть достигнута с помощью ускоряюще-тормозящего устройства, в котором экранирующий/запирающий электроны электрод помещается в систему извлечения ионов, и на него подаётся достаточно низкое напряжение, чтобы создать отрицательную потенциальную яму – ловушку для электронов. Схема такого ускоряюще-тормозящего устройства, в котором функцию запирающего электрода выполняет электрод-экстрактор, показана на рис. 3.4.

Здесь ионы, собираемые с поверхности плазмы, сначала ускоряются полем электрода-экстрактора Э, а затем немного тормозятся полем заземлённого электрода ЗЭ перед выходом из источника в вакуумную технологическую камеру. Электроны, образуемые вследствие ионизации газа ускоренными ионами или генерируемые специальным устройством справа от заземлённого электрода ЗЭ (т.е. в пространстве с нулевым потенциалом), не могут проникнуть в пространство слева от электрода ЗЭ из-за тормозящего для них поля в промежутке между электродами Э и ЗЭ. Благодаря этому отрицательный пространственный заряд запертых электронов компенсирует положительный пространственный заряд ионов пучка в вакуумной камере и снижает его распыление.

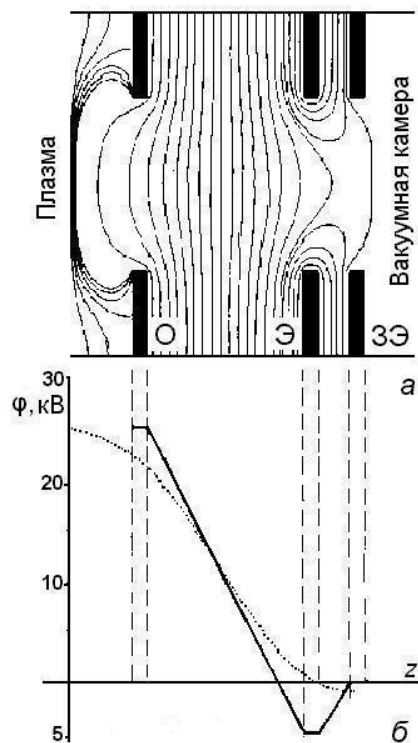


Рис. 3.4. Пример несложной ускоряюще-тормозящей системы (*а* – с эквипотенциальными линиями в вакууме при отсутствии пучка ионов; *б* – распределения потенциала  $\varphi$  вдоль оси системы  $z$  в отсутствие пучка, сплошная линия, и при наличии пучка на оси, пунктирная линия. Ускоряющее/извлекающее напряжение – 30 кВ. *О* – эмиттерный (ограничивающий эмиттер) электрод, *Э* – электрод-экстрактор (электрод, извлекающий ионы), *ЗЭ* – заземлённый электрод, разделяющий источник ионов и вакуумную технологическую камеру)

На рис. 3.5 приведена аналогичная система.

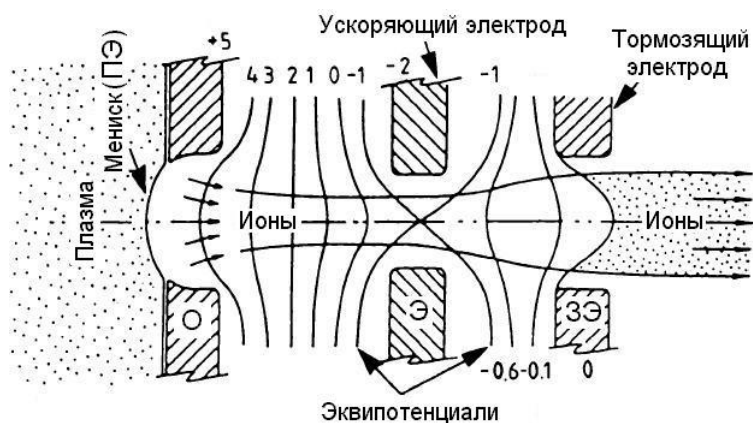


Рис. 3.5. Ускоряюще-тормозящая система с эквипотенциальными линиями и формой ионного пучка (потенциал эмиттерного электрода *О*: +5 кВ; потенциал электрода-экстрактора *Э*: –2 кВ относительно заземлённого электрода *ЗЭ* с нулевым потенциалом. Потенциал плазменного эмиттера близок к потенциалу эмиттерного электрода)

На рис. 3.5 показаны значения потенциалов пространства и форма ионного потока в случае подачи на эмиттерный электрод потенциала +5 кВ. Здесь также электрод-экстрактор Э запирает электроны, приходящие с правой стороны (со стороны заземлённого электрода ЗЭ).

Обратим внимание на то, что отверстие в электроде-экстракторе Э дефокусирует ионный поток, первичной фокусировке которого способствовала вогнутая форма мениска плазменного эмиттера.

### 3.4. Оптика Пирса для пучков заряженных частиц

Выше при обсуждении рис. 3.2 указывалось, что при определённых значениях плотности эмиссионного тока  $j_i$  и разности потенциалов  $\Delta\varphi = U$  между электродом-экстрактором и плазменным эмиттером поверхность эмиттера является плоской и примыкает к плоскости отверстия в эмиттерном электроде (см. рис. 3.2 б). Электрофизик Пирс (J. R. Pierce) в своё время показал для плоского эмиттера, что если вокруг пучка частиц расположить электроды специальной формы, то можно преодолеть расталкивающее действие пространственного заряда частиц, и пучок будет распространяться прямолинейно без распыливания. Для этого необходимо, чтобы на границе пучка (на радиусе  $r = r_{\Pi}$ ) производная  $\frac{\partial\varphi}{\partial r}$  была равна нулю, а вдоль направления распространения по оси  $z$  потенциал в пучке должен изменяться в соответствии с выражением (3.6), которое получено, как и уравнение (3.3) из решения уравнения Пуассона для плоской поверхности эмиттера:

$$\varphi(z) = \left( \frac{9}{4\epsilon_0} \right)^{2/3} \left( \frac{m_i}{2q} \right)^{1/3} j_i^{2/3} z^{4/3}. \quad (3.6)$$

При выводе этого уравнения мы приняли, что на эмиттере  $\varphi(0) = 0$ , поэтому  $\varphi(z)$  надо брать со знаком “минус” для определения реального значения потенциала на оси  $z$  относительно эмиттера ионов. Кстати, уравнение (3.6) можно использовать и в случае источника электронов, но тогда  $\varphi(z)$  надо брать со знаком “плюс” и подставить массу электрона. Соответствующее этим условиям распределение потенциала в цилиндрическом аксиально-симметричном пучке и вне него приведено на рис. 3.6. Здесь радиус пучка  $r_{\Pi}$  принят равным радиусу отверстия  $r_0$  в эмиттерном электроде.

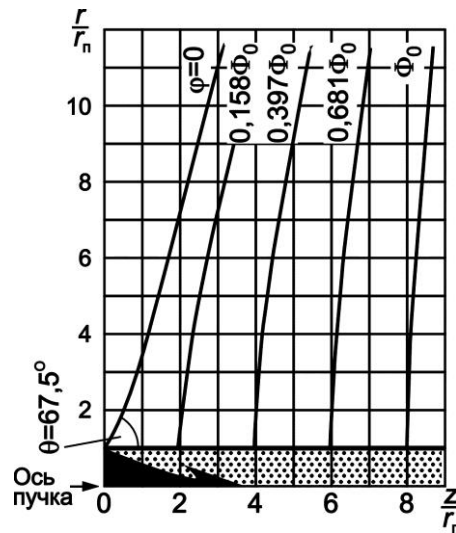


Рис. 3.6. Семейство эквипотенциальных поверхностей в источнике, формирующее параллельный аксиально-симметричный пучок

Если форма внешних электродов вокруг пучка соответствует форме эквипотенциалей, приведенных на рисунке, то ионы в пучке будут иметь параллельные прямолинейные траектории. Обращаем внимание на то, что при этом эмиттерный электрод с формой нулевой эквипотенциали ( $\varphi = 0$ ) должен иметь угол наклона к поверхности пучка  $\Theta = 67,5^\circ$ .

На практике ограничиваются введением двух электродов: эмиттерного электрода с формой, определяемой нулевой эквипотенциалью, и электрода-экстрактора с формой, определяемой эквипотенциалью  $\Phi_0 = |U|$  (рис. 3.7). При этом эмитирующая граница плазмы должна быть вблизи отверстия в эмиттерном электроде.

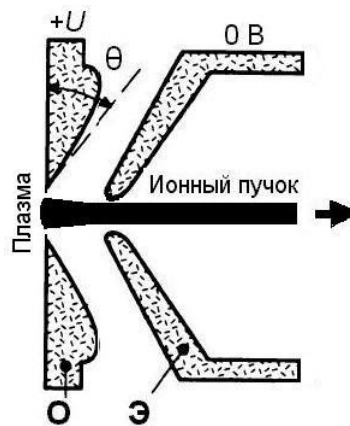


Рис. 3.7. Двухэлектродная оптика Пирса  
(O – эмиттерный электрод; Э – электрод-экстрактор)

Пирс предложил форму электродов, которая должна создавать строго параллельные пучки (рис. 3.6), но существует несколько причин, по которым эмиссионная система с такими электродами не даёт желаемого результата, особенно для ионов, вытягиваемых из плазмы:

- численные результаты, показывающие распределение потенциала за пределами пучка, являются лишь аппроксимацией точных решений;
- конфигурация эмиттерного электрода, образующего угол  $\Theta = 67,5^\circ$  с осью пучка, оказывается хорошим приближением, только если электрический потенциал поверхности плазмы равен потенциалу этого электрода, что на практике выполняется приблизительно и то не всегда;
- все электроды должны быть бесконечно тонкими, по крайней мере, в непосредственной близости к пучку, что невозможно осуществить по причине механических и энергетических нагрузок;
- необходимо, чтобы эмиссия ионов была однородной по всей эмиссионной поверхности, но плазма всегда менее плотная вблизи твёрдых электродов;
- эквипотенциальные поверхности в зоне, примыкающей к выходному отверстию (в электроде-экстракторе), искривлены наружу (см. рис. 3.4 и рис. 3.5), а не являются плоскими, что необходимо для идеальной пирсовой геометрии (это явление называют апертурно- или электродно-линзовым эффектом); поэтому если выходное отверстие не закрыто сеткой, образующаяся в отверстии рассеивающая линза дефокусирует пучок; установка же сетки возможна лишь при малых тепловых нагрузках или при импульсном режиме работы устройства.

Из-за электродно-линзового эффекта лучше сформировать сначала сходящийся пучок, чтобы предотвратить распыление, которое испытывал бы пучок при прохождении через выходные отверстия до попадания в технологическую камеру. Также желательно установить в выходной части эмиссионной системы Пирса описанную выше ускоряюще-тормозной систему электродов для запираания электронов и компенсации ими пространственного заряда ионов (см. рис. 3.4 и рис. 3.5). На рис. 3.8 приведен пример подобной квазипирсовой эмиссионной системы. Здесь промежуток между эмиттерным электродом  $O$  и электродом-экстрактором  $\mathcal{E}$  соответствует оптике Пирса, а поле выходных электродов формирует сходящийся ионный пучок и запирает электроны. Для надёжной работы источника экранирующий электрод  $\mathcal{E}\mathcal{E}$ , запирающий электроны, окружён двумя заземлёнными электродами.



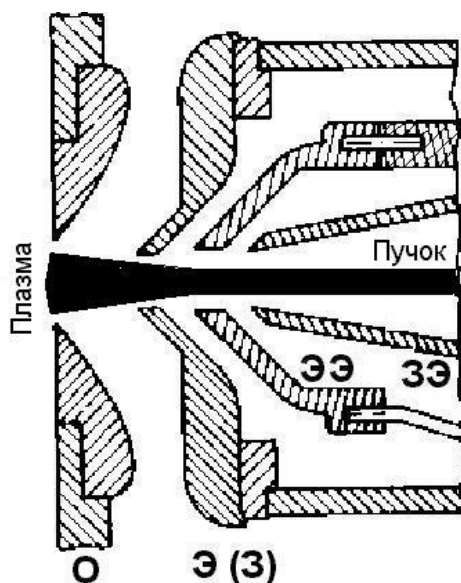


Рис. 3.8. Квазипирсовая эмиссионная система с круглыми отверстиями

(О – эмиттерный электрод, Э (З) – электрод-экстрактор заземлённый, ЭЭ – экранирующий электрод, ЗЭ – выходной заземлённый электрод)

Ясно, что никакая реальная эмиссионная система не может создать абсолютно параллельный нерасплывающийся пучок, поскольку эффект электродных линз – лишь один из факторов, нарушающих условия Пирса. Если этот эффект полностью подавить, то всё равно остаются aberrации и влияние конечной температуры ионов. Тем не менее, оптика Пирса нашла широкое воплощение в практических конструкциях ионных источников с плазменным эмиттером.

### 3.5. Источник ионов типа дуоплазматрон

При разработке ионных источников стремятся достичь максимальной энергетической эффективности при высокой газовой экономичности (см. раздел 3.1).

Первому способствует применение плазмогенерирующего разряда с максимально высокой локальной концентрацией ионов  $n_i$  на плазменном эмиттере, что достигается существенным повышением плотности разрядного тока вблизи эмиттера за счёт сжатия (контракции) положительного столба разряда вблизи эмиссионного отверстия в эмиттерном электроде.

Контрагировать разряд можно “геометрически” с помощью отверстия малого диаметра в специальном промежуточном электроде, размещаемом

между катодом и анодом плазмогенерирующего разряда. При этом контрагирующее отверстие должно быть вблизи эмиссионной поверхности. Подобный подход реализован в ионных источниках капиллярного типа, источнике Цинна (W.H. Zinn), плазматроне (уноплазматроне) Арденне (von M. Ardenne) и других [3.1], [3.3].

Малый диаметр контрагирующего отверстия способствует уменьшению утечки газа из газоразрядной камеры в ускоряющий промежуток и, соответственно, в технологическую камеру, в которой используется ионный пучок. Это обеспечивает повышение газовой экономичности источника ионов. Таким образом, геометрическим контрагированием разряда можно одновременно достичь повышенной энергетической эффективности при высокой газовой экономичности.

Контрагировать плазмогенерирующий разряд также можно с помощью магнитного поля, силовые линии которого обжимают линии тока разрядного столба благодаря влиянию магнитного поля на движение электронов.

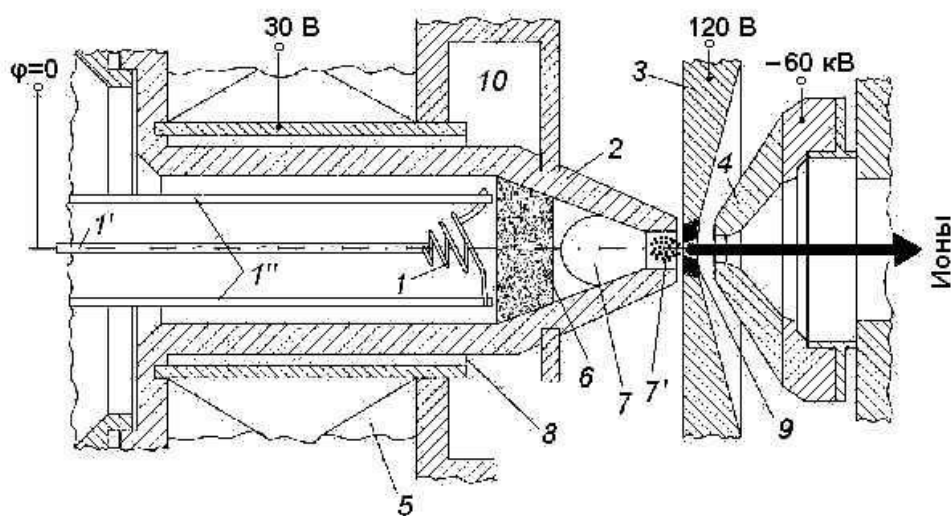


Рис. 3.9. Дуоплазматрон для генерации аксиально-симметричного пучка ионов с энергией 60 кэВ [3.1]

(1 – спиральный термокатод; 1' – вывод термокатада; 1'' – держатели термокатада; 2 – промежуточный электрод, сжимающий плазменный столб газового разряда; 3 – анод с отверстием (эмиссерный электрод); 4 – ускоряющий электрод-экстрактор; 5 – электромагнит; 6 – прикатодная плазма газового разряда; 7 – плазменный столб газового разряда ("плазменный пузырь"), сжатый промежуточным электродом; 7' – сильносжатая плазма, образующая плазменный эмиттер; 8 – канал для водяного охлаждения; 9 – жаропрочная анодная вставка с отверстием, в котором формируется плазменный эмиттер; 10 – полость водяного охлаждения)

В одном из наиболее распространённых источников ионов – дуоплазматроне, предложенном Арденне (von M. Ardenne), сочетаются “геометрическое” и магнитное контрагирование. На рис. 3.9 представлена одна из возможных конструкций дуоплазматрона с накалившимся катодом.

Электродная система генератора плазмы состоит из накаливаемого катода (термокатода) 1, анода 3 и промежуточного электрода 2, сжимающего плазменный столб газового разряда. Плазмообразующий газ подаётся в полость промежуточного электрода со стороны выводов и держателей термокатаода 1' и 1''. Промежуточный электрод 2 имеет отверстие, соединяющее катодную и анодную части генератора плазмы, анод 3 также имеет отверстие. На рис. 3.10 эти части дуоплазматрона показаны в более крупном масштабе.

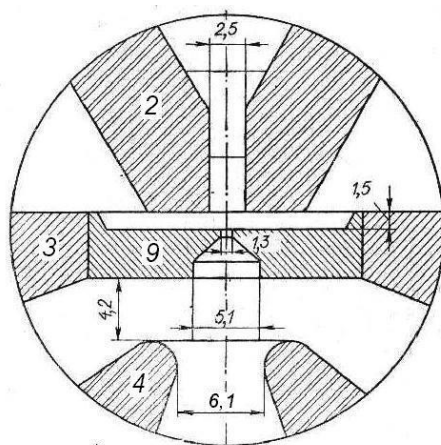


Рис. 3.10. Детали эмиссионной системы одного из вариантов конструкции дуоплазматрона (см. также рис. 3.9) [3.1]

(2 – промежуточный электрод для геометрического/механического сжатия плазменного столба газового разряда; 3 – анод с отверстием (эмиттерный электрод); 4 – ускоряющий электрод-экстрактор; 9 – жаропрочная анодная вставка. Размеры даны в миллиметрах)

Между электродом 2 и анодом 3 расположена катушка электромагнита 5, а сами электроды изготовлены из ферромагнитного материала (железа) и являются полюсными наконечниками магнитной системы, создающей в зазоре между этими электродами и в их отверстиях сильное неоднородное магнитное поле. Получается магнитная линза, фокусирующая плазменные электроны и сжимающая тем самым столб разряда, что приводит к многократному повышению концентрации заряженных частиц  $n_i$  в сильносжатой плазме 7' в отверстиях электродов по сравнению с прикатодной плазмой газового разряда 6. Эта плазма диффундирует на внешнюю сторону анода

(в расширенную часть анодного отверстия на рис. 3.10) и образует плазменный эмиттер. Таким образом, анод 3 выполняет функцию эмиттерного электрода. Ионы отбираются с поверхности плазменного эмиттера с помощью ускоряющего электрода-экстрактора 4.

Из-за высокой плотности анодного тока вблизи отверстия и вследствие этого сильного нагрева анода его снабжают жаропрочной вставкой 9 с отверстием. Промежуточный электрод и катушку электромагнита охлаждают (используется водяное охлаждение 8 и 10).

Уменьшение поперечного сечения разрядного столба на входе в отверстие в промежуточном электроде 2 приводит к возникновению своеобразного “плазменного пузыря” 7 и двойного слоя со скачком потенциала между прикатодной плазмой и сжатой плазмой 7-7'. Поток электронов ускоряется электрическим полем двойного слоя с повышением их энергии и интенсивности ионизации ими газа. В результате значительно увеличивается концентрация заряженных частиц в “пузыре” и плотность тока эмиссии ионов.

Дуоплазматрон Арденне генерирует пучок протонов (ионов  $H^+$ ) с током 80 мА из отверстия диаметром 1,2 мм при извлекающем напряжении 60 кВ (ток плазмогенерирующего разряда был равен 2 А при напряжении 120 В). Газовая эффективность составляла 95 %.

### 3.6. Многопучковые плазменные эмиссионные системы

Выше мы рассматривали одно-апертурные источники ионов с одним плазменным эмиттером, формирующие единичный пучок с ограниченным поперечным сечением. В настоящем разделе рассмотрим применение плазменных эмиттеров в мульти-апертурных системах для получения многих параллельных (парциальных) пучков для повышения величины тока суммарного ионного потока и площади его поперечного сечения.

Для повышения тока пучка и площади поперечного сечения при той же концентрации заряженных частиц в плазме  $n_i$  можно было бы просто увеличить радиус  $r_0$  отверстия в эмиттерном электроде и площадь плазменного эмиттера  $S_{эм}$ , но такой путь не эффективный из-за специфики поведения эмиттера и ухудшения оптических характеристик, не говоря уже о снижении газовой эффективности. Чтобы получить нормальные условия отбора эмиссионного тока с большой поверхности плазмы и хорошие оптические характеристики, можно применить многопучковую (мульти-апертурную) эмиссионную систему с множеством отверстий в эмиттерном электроде и электро-

де-экстракторе. При этом плазма должна быть широкой с той же самой величиной  $n_i$  напротив каждого отверстия, чтобы плотность тока эмиссии ионов  $j_i$  была одинаковой в отверстиях. На рис. 3.11 приведены для сравнения две системы: а) с одним эмиссионным отверстием и б) с несколькими отверстиями. Площадь эмиттеров в обеих системах была одинаковой (в случае мульти-апертурной эмиссионной системы электроды имели по 7 отверстий).

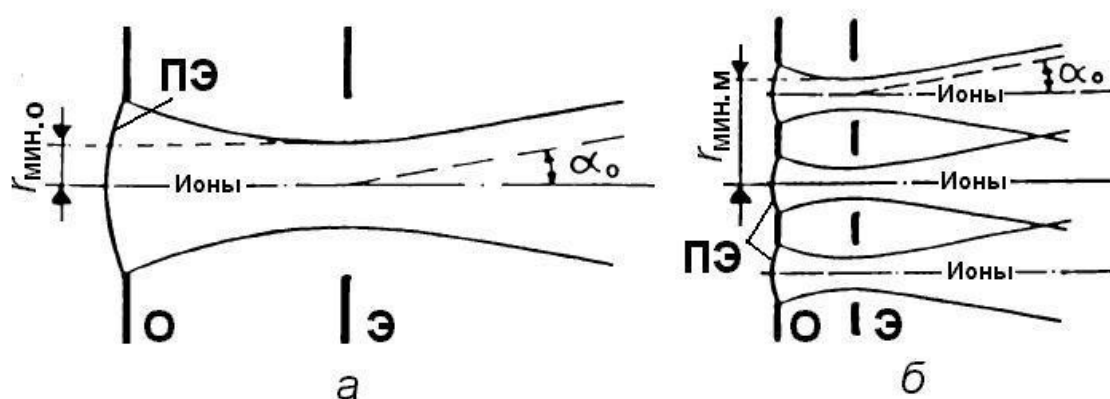


Рис. 3.11. Одно-апертурная (а) и мульти-апертурная (б) эмиссионные системы с круглыми отверстиями (О – эмиттерный электрод; ПЭ – плазменный эмиттер; Э – электрод-экстрактор заземлённый;  $r_{\text{мин}}$  – радиус ионного пучка в области минимального поперечного сечения пучка)

Как видно, мульти-апертурная эмиссионная система генерирует многопучковый поток ионов, который за электродом-экстрактором сливается в единый широкий пучок, общий ток которого равен сумме токов парциальных пучков. При этом имеет место потеря яркости пучка, примерно в 6,6 раз при сложении 7 парциальных пучков, однако многопучковые плазменные эмиссионные системы обеспечивают более устойчивую работу и более лучшее управление параметрами.

Рассмотрим типичную конструкцию многопучкового ионного источника, который в литературе называют источником Кауфмана (H.R. Kaufman), см. рис. 3.12. Этот источник применяется в микроэлектронной и оптической технологии для прецизионного ионного травления подложек и распыления материалов с целью осаждения тонких плёнок различных материалов на подложки. Первоначально он применялся в качестве маломощного ионного реактивного двигателя космических аппаратов.

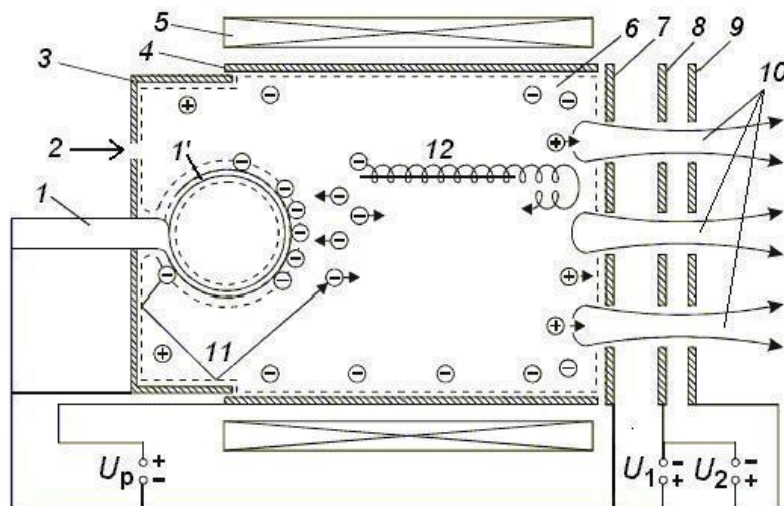


Рис. 3.12. Многопучковый ионный источник (источник Кауфмана)

(1 – держатель катода; 1' – термоэмиссионный катод; 2 – подача рабочего газа; 3 – экран катода; 4 – цилиндрический анод; 5 – соленоид; 6 – плазма; 7 – отражательный/эмиттерный электрод; 8 – ускоряющий электрод/электрод-экстрактор; 9 – заземлённый тормозящий электрод; 10 – парциальные ионные пучки; 11 – траектория электрона вне магнитного поля; 12 – траектория электрона вокруг силовой линии магнитного поля;  $U_p$  – напряжение разряда;  $U_1$  – ускоряющее напряжение экстрактора;  $U_2$  – тормозящее напряжение заземлённого электрода. Штриховая линия показывает условную границу переходного слоя, отделяющего плазму от стенок газоразрядной камеры)

Слева от эмиттерного электрода 7 источника находится разрядная камера – генератор плазмы. Справа – ускоряюще-тормозящая система, состоящая из ускоряющего ионы электрода-экстрактора 8 и выходного заземлённого тормозящего электрода 9 (см. выше пояснения к рис. 3.4 и рис. 3.5).

Для генерации плазмы применяется разряд между спиральным термокатодом 1' и цилиндрическим анодом 4 в аксиальном магнитном поле, создаваемом соленоидом 5. Эмитированные катодом 1' электроны ускоряются в области катодного падения потенциала, движутся в магнитном поле по спиральным траекториям вдоль силовых магнитного поля и, осциллируя в потенциальной яме между катодом 1' с экраном 3 и отражательным/эмиттерным электродом 7, ионизуют рабочий газ. Благодаря осцилляциям и вращению электронов вокруг силовых линий магнитного поля (см., как пример, траекторию электрона 12) существенно увеличивается длина траектории и время жизни катодных электронов и вероятность ионизации ими газа. В результате в разряде достигается концентрация ионов  $n_i \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$  уже при давлении порядка  $10^{-2} \text{ Па}$  и напряжении до 25 В. Траектории электронов

вне магнитного поля (см., как пример, траекторию электрона *11*) – прямолинейные. Термоэмиссионный катод применяется в ионном источнике при работе с инертным газом (Ar, Kr, Xe). При работе с активными газами, например, O<sub>2</sub>, применяют ненакаливаемый (холодный) вторично-эмиссионный катод (используется вторичная ионно-электронная эмиссия).

В результате диффузии заряженных части к эмиттерному электроду 7 в области его отверстий формируются парциальные плазменные эмиттеры, с поверхности которых отбираются ионы, ускоряемые в промежутке между электродами 7 и 8. Затем ионы выходят из источника через отверстия в выходном заземлённом электроде с образованием парциальных ионных пучков *10*, которые сливаются и образуют сплошной поток ионов. Для получения потока ионов с равномерным распределением плотности тока оптимизируют конфигурацию магнитного поля, систему подачи газа и геометрию электродов (7–9), извлекающих ионы с поверхности отдельных плазменных эмиттеров и затем ускоряющих их. Для нейтрализации пространственного заряда ионов на выходе из источника здесь размещают дополнительный источник электронов (в простейшем случае проволочный термокатод).

Известно много модификаций источника Кауфмана, описанные в литературе, которые отличаются конструкцией катода, магнитной системы и других электродов.

Многопучковые ионные источники с плазменным эмиттером имеют примерно такие параметры:

- максимальный ток пучка – до несколько ампер,
- максимальная плотность тока в пучке – до 1,5 мА/см<sup>2</sup>,
- энергия ионов в пучке – 0,5-3 кэВ.

### **3.7. Другие типы источников ионов с плазменными эмиттерами**

В данной главе в соответствии с целями настоящего пособия были рассмотрены типовые источники ионов с плазменными эмиттерами, иллюстрирующие их физику работы и принципы конструирования. Разработаны и применяются в ионно-лучевой технологии также много других типов источников ионов с плазменными эмиттерами, в частности:

- пеннинговский (PIG) источник с осциллирующими электронами в магнитном поле и холодным катодом,
- фримановский источник,
- дуопигатрон,
- периплазматрон,

- мульти-апертурные источники с большой эмиссионной поверхностью без магнитного поля,
- мульти-апертурные источники с большой эмиссионной поверхностью и специальной конфигурацией магнитного поля,
- источники с магнетронным разрядом,
- источники на основе плазменных ускорителей с магнитным полем с анодным слоем, с замкнутым дрейфом электронов и протяжённой зоной ускорения,
- высокочастотные и СВЧ ионные источники, в том числе на электронном циклотронном резонансе,
- источники с электронным пучком и пучково-плазменные источники,
- ионные источники с вакуумной дугой в парах металлов,
- лазерные ионные источники.

Перечисленные источники имеют много общего с ранее рассмотренными, но для детального их изучения рекомендуем самостоятельно ознакомиться со специальной литературой. Базовые сведения по этим источникам можно получить в литературе, приведенной в конце данной главы. В главе 4 рассмотрены источники с плазменными эмиттерами ионов для получения потоков быстрых нейтральных частиц.

Технологические аспекты применения плазменных источников ионов разных типов изложены в нижеприведенной литературе.

### Список литературы к главе 3

- 3.1. Габович М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов. – М.: Атомиздат, 1972.
- 3.2. Габович М. Д., Плешивцев Н. В., Семашко Н. Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
- 3.3. Форрестер А. Т. Интенсивные ионные пучки / пер. с англ. – М.: Мир, 1991.
- 3.4. Физика и технология источников ионов / под ред. Я. Брауна; пер. с англ. – М.: Мир, 1998.
- 3.5. Инжекторы быстрых атомов водорода / Н. Н. Семашко, А. Н. Владимиров, В. В. Кузнецов и др. – М.: Энергоиздат, 1981.
- 3.6. Виноградов М. И., Майшев Ю. П. Вакуумные процессы и оборудование ионно-и электронно-лучевой технологии. – М.: Машиностроение, 1989.
- 3.7. Майшев Ю. П., Терентьев Ю. П. Источники ионов для осаждения тонких плёнок диэлектрических и композиционных материалов // Тр. ФТИАН. – 2005. – Т. 18 (Квантовые компьютеры, микро- и наноэлектроника: физика, технология, диагностика и моделирование). – С. 138-147.



- 3.8. Маишев Ю. П. Терентьев Ю. П. Ионно-лучевая обработка: осаждение тонких плёнок из низкоэнергетичного пучка ионов // Там же. – С. 148-160.
- 3.9. Семенов А. П. Пучки распыляющих ионов: получение и применение. – Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 1999.
- 3.10. Оборудование ионной имплантации / В. В. Симонов, П. А. Корнилов, А. В. Шашелев, Е. В. Шохин. – М.: Радио и связь, 1988.
- 3.11. Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П. Плазменные ускорители. – М.: Машиностроение, 1983.
- 3.12. Ионные инжекторы и плазменные ускорители / под ред. А. И. Морозова, Н. Н. Семашко. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
- 3.13. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. – Л.: Энергия. Ленингр. отд-ние, 1991.
- 3.14. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. Мощные ионные пучки. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
- 3.15. Данилин Б. С., Киреев В. Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. – М.: Энергоатомиздат, 1987.
- 3.16. Данилин Б. С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
- 3.17. Лабунов В. А., Данилович Н. И., Громов В. В. Многопучковые ионные источники для систем ионного травления // Зарубежная электронная техника. – 1982. – Вып. 5 (251). – С. 82–120.
- 3.18. Лабунов В. А., Рейсе Г. Ионно-лучевые источники для обработки поверхности твёрдых тел и получения тонких пленок // Зарубежная электронная техника. – 1982. – Вып. 5 (251). – С. 3–142.

## 4. ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ БЫСТРЫХ НЕЙТРАЛОВ

Плазменные источники нейтральных пучков – сравнительно недавно появившиеся устройства, активно развивающиеся в последнее десятилетие.

В целом использование пучков нейтральных частиц представляет собой технологию, альтернативную использованию ионных пучков, однако отсутствие заряда частиц обеспечивает ряд преимуществ, что и послужило причиной развития данного типа устройств. Преимущества использования нейтральных пучков зависят от области применения и будут рассмотрены в данной главе.

### 4.1. Принципы работы источников

Ввиду отсутствия заряда частиц в выходном пучке невозможно прямое ускорение их электрическим полем, как это реализуется в источниках быстрых ионов. Тем не менее, существуют устройства, реализующие прямое ускорение нейтральных частиц за счёт процессов переноса в газе. Для этого может быть использован нагрев газа, разложение молекул газа на атомы и ускорение их посредством лазерного луча до энергий приблизительно 2...20 эВ [4.1]. Кроме того, возможно получение пучка нейтральных частиц за счёт инжекции нагретого потока газа через разность давлений без использования лазера [4.2].

В [4.2] было исследовано травление поликристаллического кремния с помощью пучка молекул  $\text{Cl}_2$ . Для получения пучка использовалось пропускание нагретого в графитовой печи до температуры 830 °С газа через узкое отверстие, при этом средняя энергия частиц составляла около 0.38 эВ. Низкая энергия частиц в пучке обеспечивала отсутствие распыления материала мишени. Благодаря этому практически полностью отсутствовало нарушение структуры поверхности, а селективность травления пары  $\text{Si/SiO}_2$  превысила 1000.

Однако низкая производительность таких устройств препятствует их широкому практическому применению. В связи с этим в большинстве случаев используется ионизация газа, ускорение ионов электрическим полем и их последующая нейтрализация для получения нейтрального пучка.

#### 4.1.1. Генерация ионов

В большинстве случаев генерация ионов происходит в объёме газоразрядной плазмы. Таким образом, для работы большинства источников быстрых нейтральных частиц необходимо поддержание газового разряда с заданными характеристиками. В зависимости от назначения и области применения источника могут предъявляться следующие требования:

- высокая концентрация газоразрядной плазмы;
- стойкость электродов источника к химически активным газам, в том числе отсутствие накаливаемых элементов;
- низкое предельное давление, при котором возможно поддержание разряда;
- отсутствие элементов, требующих принудительного охлаждения.

В зависимости от предъявляемых требований используются различные типы газового разряда.

Поскольку большинство технологий требует возможно низкого рабочего давления и высокой скорости обработки, газоразрядная система источника быстрых нейтральных частиц должна обеспечивать поддержание разряда с требуемой концентрацией плазмы при как можно более низком давлении.

Сложность поддержания разряда при низком давлении обусловлена возрастанием длины релаксации быстрых электронов по энергии при снижении давления и связанное с этим увеличение доли энергии, уносимой электронами из области разряда. Уход быстрых электронов приводит к снижению эффективности ионизации газа, нарушению баланса рождения и гибели заряженных частиц и, следовательно, к погасанию разряда при низком давлении.

В связи с этим простые диодные разрядные системы в настоящее время практически вытеснены системами, в которых тем или иным образом реализовано увеличение длины пробега электронов в разрядной области. Применение таких систем позволяет использовать источники нейтральных пучков при меньшем давлении и, таким образом, значительно улучшить их технологические характеристики.

В случае, когда необходимо обеспечить высокую концентрацию плазмы при достаточно низком давлении, используют высокочастотные (ВЧ) разряды емкостного или индуктивного типа [4.3]. ВЧ-разряды позволяют добиться высокой концентрации плазмы и, таким образом, высокой плотности потока частиц, даже при сравнительно низком давлении в области горения разряда за счёт возвратно-поступательных (разряды емкостного типа) или круговых колебаний плазменных электронов (разряды индуктивного типа). Кроме того, при использовании ВЧ питания возможна реализация безэлектродного разряда, что позволяет избежать разрушения материала электродов и загрязнения обрабатываемой поверхности. Данное обстоятельство особенно важно при наличии в газовой среде газов с высокой химической активностью.

В связи с этим ВЧ разряды широко используются в источниках быстрых нейтральных пучков, предназначенных для реактивного травления, поскольку удовлетворяют двум основным требованиям, предъявляемым в данном случае: высокой плотности плазмы, что позволяет увеличить скорость обработки, и химической устойчивости, поскольку для реактивного травления широко используются газы, содержащие хлор и фтор.

Из двух основных типов ВЧ-разрядов в настоящее время в источниках нейтральных пучков наиболее широко используется разряд индуктивного типа, главным преимуществом которого является возможность создания концентрации плазмы  $10^{11} \dots 10^{12} \text{ см}^{-3}$  при давлении  $1 \dots 2 \text{ Па}$ . Разряд емкостного типа используется значительно реже из-за меньшей концентрации плазмы, наличия постоянной составляющей напряжения разряда и худшей управляемости характеристиками плазмы.

Как правило, в источниках нейтральных частот используются промышленные частоты 13.56 или 27.12 МГц. Использование более высокой частоты, в частности СВЧ-диапазона, позволяет снизить давление, при котором возможно поддержание разряда, но значительно усложняет системы генерации, передачи и согласования. Поскольку рабочее давление процесса реактивного травления обычно не ниже  $1 \dots 2 \text{ Па}$ , наиболее оправданным является использование высокочастотной индуктивно-связанной плазмы.

Главным недостатком использования ВЧ-разряда является существенно большая стоимость источника ВЧ питания по сравнению с источниками постоянного тока. Кроме того, в большинстве случаев невозможно поддержание ВЧ-разряда при давлениях существенно ниже  $1 \text{ Па}$ , что также накладывает ограничения на использование данного типа разряда.

Другим часто используемым типом разряда является тлеющий разряд в скрещенных **E**×**H**-полях. В этом случае увеличение пути пробега электронов в области разряда реализуется за счёт искривления их траекторий магнитным полем.

В случае перпендикулярных векторов напряженности электрического и магнитного полей траектории электронов представляют собой циклоиду, радиус которой равен удвоенному ларморовскому радиусу. При этом движение электронов параллельно линиям электрического поля происходит только за счёт столкновений электронов с атомами и ионами, при этом одно столкновение в среднем приводит к сдвигу электрона на величину ларморовского радиуса, что позволяет значительно увеличить эффективность ионизации газа и снизить давление в области горения разряда.

Однако технически затруднительно реализовать на достаточно большой площади однородное магнитное поле, параллельное плоскости электрода. Кроме того, в случае однородных полей электроны в плазме будут двигаться в сторону края катода и гибнуть на границе области разряда. В связи с этим, необходимо применять конфигурации магнитного поля, обеспечивающие замкнутый дрейф (замкнутые траектории) электронов. Как правило, в случае плоских электродов используют неоднородное магнитное поле [4.4], близкое к полю в магнетронных распылительных системах. В этом случае перпендикулярная ориентация электрического и магнитного полей реализуется не на всей площади катода, а лишь на её части, имеющей конфигурацию кольца, прямоугольника и т. п. В этом случае плазменные электроны движутся по замкнутым траекториям и не уходят за границы области поддержания разряда. Использование магнитного поля такой конфигурации позволяет снизить давление газового разряда до 0.1 Па.

Однако данный тип разряда создаёт существенную неоднородность концентрации плазмы  $n_i$ , что делает невозможным получение широких пучков с достаточной однородностью. По этой причине разряд в скрещенных  $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ -полях малопригоден для использования в качестве основного разряда в источниках широких нейтральных пучков, однако он может быть использован для генерации узких пучков с высокой плотностью частиц [4.5]. Кроме того, разряд со скрещенными полями может быть использован в качестве вспомогательного разряда, задачей которого является поддержание основного разряда, из плазмы которого осуществляется эмиссия ионов [4.4].

Как правило, для создания магнитного поля используются постоянные магниты, а не соленоиды, поскольку последние требуют дополнительных сильноточных источников электрического питания.

Для сильных постоянных магнитов нужны низкие рабочие температуры – так, значение максимальной рабочей температуры магнитов Nd–Fe–B составляет 80...200 °С. Поэтому использование постоянных магнитов почти всегда требует принудительного охлаждения источника, что приводит к усложнению и удорожанию конструкции, а также к трудностям установки источника в вакуумной камере.

Третьим часто используемым способом увеличения длины пробега электронов в области газового разряда является использование электростатического удержания.

Метод электростатического удержания основан на многократном отражении быстрых электронов от границ потенциальной ямы, образованной

электродами. При этом можно выделить три области работы электростатической ловушки: высокого, среднего и низкого давления [4.6].

В области высокого давления длина релаксации быстрых катодных электронов по энергии меньше средней длины между точками отражения от границ потенциальной ямы и эффект электростатической ловушки не наблюдается. В области среднего давления происходит отражение быстрых электронов, но длина релаксации электронов по энергии меньше средней длины их пробега в области ловушки. Особенностью данной области является независимость разрядного напряжения при постоянном токе от давления.

Наиболее интересной для рассмотрения является область низких давлений, поскольку именно она определяет минимальное давление поддержания газового разряда. В этой области длина релаксации катодных электронов по энергии превышает среднюю длину пробега электронов в области электростатической ловушки, таким образом, часть энергии, вносимой в разряд, уносится быстрыми электронами, что приводит к возрастанию разрядного напряжения. Данная область характеризуется сильной зависимостью разрядного напряжения от давления, при этом минимальное давление поддержания разряда определяется из равенства минимального разрядного напряжения и напряжения источника электрического питания.

Для оценки разрядного напряжения в области низких давлений удобно пользоваться следующим выражением:

$$U_p = \frac{WL_{\text{рел}}}{e\gamma\xi L_0},$$

где  $U_p$  – разрядное напряжение;  $W$  – средняя энергия, затрачиваемая электроном на один акт ионизации;  $L_{\text{рел}}$  – длина релаксации;  $e$  – заряд электрона;  $\gamma$  – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии;  $\xi$  – доля ионов, достигнувших катода до перезарядки;  $L_0$  – средняя длина пробега электрона до выхода из ловушки. При этом считается, что  $L_0 < L_{\text{рел}}$ .

Из приведенного выражения следует, что средняя длина пробега катодных электронов до выхода из ловушки является основным фактором, определяющим разрядное напряжение и, следовательно, минимальное давление поддержания разряда.

Длина пробега электронов в ловушке определяется средней длиной пробега между отражениями ( $L_{\text{отр}}$ ), а также отношением площади ловушки ( $S_0$ )

к апертуре потерь ( $S_{\text{ап.п}}$ ):  $L_0 = L_{\text{отр}} S_0 / S_{\text{ап.п}}$ , при этом  $L_{\text{отр}} = V / 4S_0$ , где  $V$  – объём ловушки.

Таким образом, снижение разрядного напряжения возможно посредством увеличения  $L_{\text{отр}}$  или же снижения  $S_{\text{ап.п}}$ . Однако первое ведёт к увеличению размеров изделия, которые определяются техническими требованиями, и, как правило, невозможно.

Вместе с тем, в случае если  $S_{\text{ап.п}} < S_{\text{кр}}$ , где  $S_{\text{кр}} = S_{\text{к}} \sqrt{m_e / m_i}$ ;  $S_{\text{к}}$  – площадь катода;  $m_e$  и  $m_i$  – массы электрона и иона, соответственно, образуется двойной электрический слой. Уменьшение плотности газа ниже критической  $n_{\text{кр}} \approx 0.75 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  ведёт к разрушению электростатического слоя [4.6] и погасанию разряда, следовательно, допустимая апертура потерь ограничена снизу.

Как следует из приведенных соотношений, минимальное давление, при котором возможно поддержание газового разряда с электростатическим удержанием, существенным образом зависит от размеров газоразрядной области, поскольку длина  $L_0$  прямо пропорциональна линейным размерам электростатической ловушки. На практике достижимое значение давления поддержания газового разряда составляет приблизительно 0.01 Па для ловушек объёмом более 100 л и до 0.1 Па – для ловушек объёмом 10...20 л [4.6].

#### **4.1.2. Нейтрализация ионов**

Существует несколько методов нейтрализации ускоренного потока ионов, каждый из которых имеет свои преимущества и недостатки. Кратко рассмотрим некоторые из них.

Наиболее простым методом нейтрализации ионов является резонансная перезарядка на газовой мишени. Данный процесс представляет собой передачу ионом заряда нейтральной частице той же природы (того же газа), при этом энергии и импульсы частиц не изменяются. В процессе резонансного взаимодействия быстрого иона и медленной нейтральной частицы образуется быстрая нейтральная частица и медленный ион.

Данный процесс обладает большим сечением взаимодействия, зачастую превышающим сечение упругого соударения. Так, при давлении 1 Па и энергии ионов 2 кэВ длина свободного пробега ионов  $\text{Ar}^+$  относительно процесса резонансной перезарядки составляет 3.35 см [4.7].

Главным преимуществом использования данного метода нейтрализации ионов является отсутствие необходимости в каких-либо дополнительных устройствах. Как правило, нейтрализация осуществляется в процессе транспорта частиц от источника ионов до обрабатываемой поверхности.

Однако использование резонансной перезарядки ионов имеет существенные недостатки. Во-первых, сечение процесса зависит от рода газа, причём сечение для различных газов может отличаться на порядок. Кроме того, достаточная эффективность процесса достигается лишь в случае перезарядки ионов на молекулах собственного газа. В то же время зачастую при технологической обработке материалов, например при травлении поверхности, используются газовые смеси, содержащие 1–5 % активных газов, таких как  $C_4F_4$  или  $Cl_2$ . В этом случае парциальное давление данных газов в газовой мишени, в свою очередь, будет составлять 1–5 % от общего давления, что приводит к значительному отличию коэффициентов нейтрализации буферного (например, Ar) и активного газов.

Во-вторых, с увеличением энергии ионов уменьшается сечение резонансной перезарядки. Данная зависимость становится заметной при энергии ионов 3...10 кэВ, а при энергии частиц 1 МэВ, как, например, в инжекторе нейтральных частиц для установки термоядерного синтеза [4.8], резонансная перезарядка практически отсутствует, и приходится использовать другие методы нейтрализации.

В-третьих, длина пробега ионов относительно процесса резонансной перезарядки обратно пропорциональна давлению газовой мишени, что делает затруднительной нейтрализацию пучка при давлении менее 0.1 Па. Кроме того, резонансная перезарядка является статистическим процессом – при увеличении пройденного частицами расстояния коэффициент нейтрализации стремится по экспоненте к единице, никогда не достигая её. Поэтому в случае необходимости высокого коэффициента нейтрализации используют дополнительные устройства, электроды или магниты, извлекающие непerezарядившиеся ионы [4.5], [4.8], [4.9]. Тем не менее, несмотря на приведенные недостатки, резонансная нейтрализация ионов широко применяется благодаря простоте реализации и предсказуемости получаемых результатов.

Другим широко применяемым методом нейтрализации ускоренных ионов является нейтрализация при отражении ионов от поверхности твёрдого тела. Данный процесс используется во многих источниках нейтральных пуч-



ков [4.3], [4.5], [4.10] благодаря высокой эффективности, независимости от давления и слабой зависимости от рода газа.

Одним из недостатков данного механизма является возможность распыления отражающей поверхности потоком ионов и загрязнения обрабатываемой поверхности распыляемым веществом. Распыление отражателя можно существенно уменьшить или ликвидировать полностью при малых углах падения ионов к поверхности.

Другим недостатком является потеря части энергии потока частиц при отражении. Это ведёт к уменьшению энергетической эффективности источника, а также к нагреву и возможному разрушению материала отражателя. Последнее не позволяет использовать данный механизм нейтрализации при высокой мощности потока частиц, как, например, в инжекторах нейтральных частиц для установок термоядерного синтеза, где мощность пучка может достигать 33 МВт [4.8].

Значительно реже, чем рассмотренные механизмы, используется нейтрализация не положительных, а отрицательных ионов, которая выполняется с помощью лазерного луча или при столкновениях с нейтральными атомами. Слабое применение данного метода вызвано сложностью создания источника отрицательных ионов для большинства газов. Тем не менее, данный механизм применяется, когда невозможны другие методы нейтрализации. Например, в [4.8] для создания потока атомов дейтерия с энергией 1 МэВ и общей мощностью 33 МВт используется ускорение отрицательных ионов дейтерия и их нейтрализация при взаимодействии с  $D_2$ . В то же время в [4.9] для создания пучка частиц с энергией 55 кэВ и общей мощностью 1.7 МВт используется резонансная перезарядка на газовой мишени, поскольку в этом случае конструкция источника получается значительно проще и дешевле.

## **4.2. Основные типы используемых источников**

Ввиду перспективности использования быстрых нейтральных частиц для широкого спектра технологических задач в настоящее время разработано большое количество источников нейтральных пучков, различающихся характеристиками и областью возможного применения. Рассмотрим основные типы существующих источников.

### 4.2.1. Источник с полым катодом

Рассмотрим источник широких пучков нейтральных частиц, описанный в [4.11] и показанный на рис. 4.1.

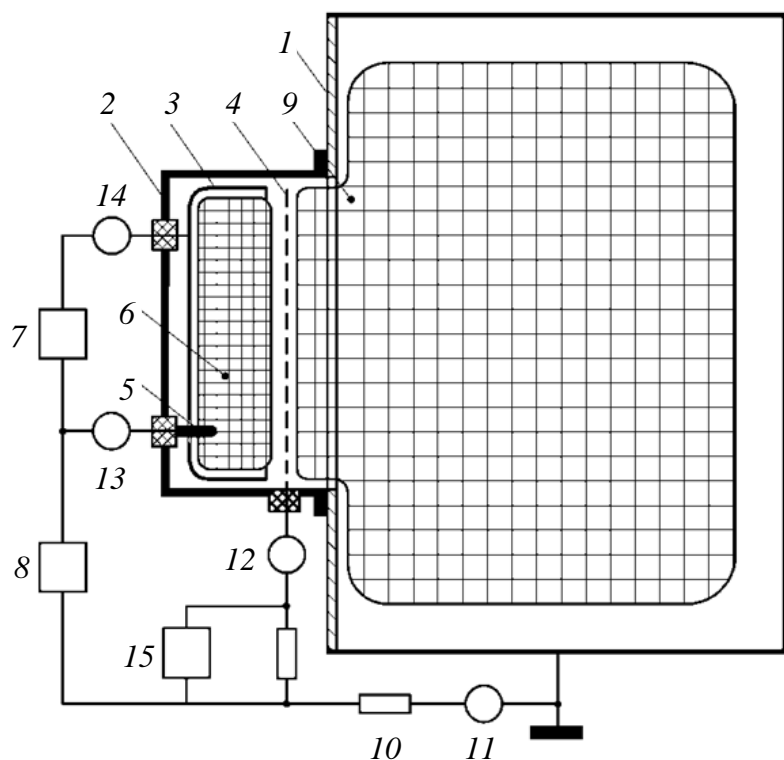


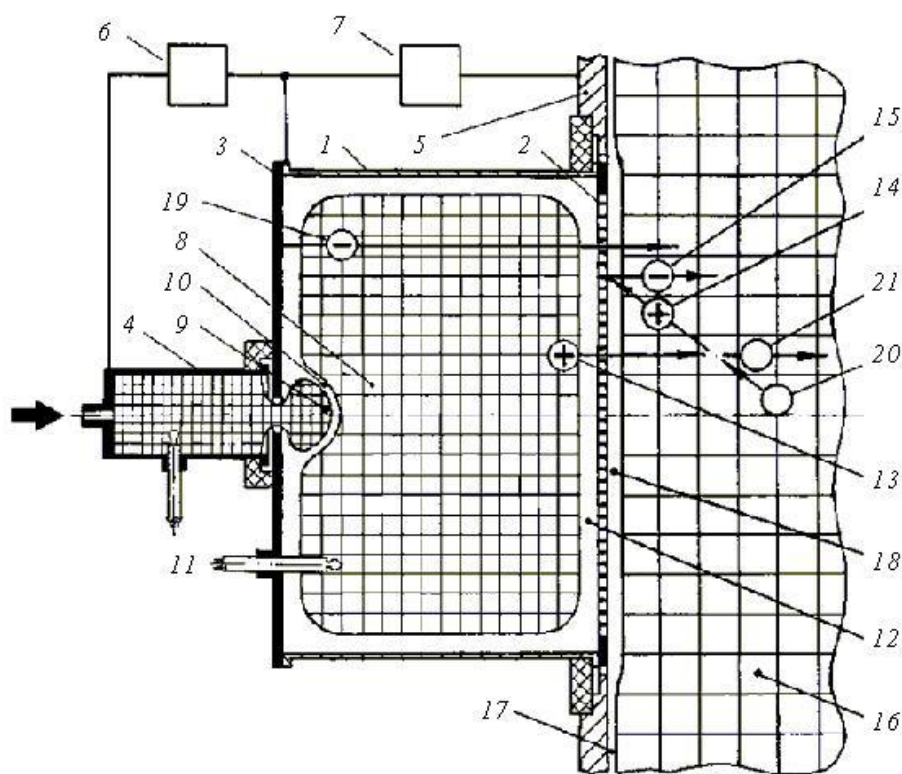
Рис. 4.1. Источник пучков быстрых частиц

(1 – вакуумная камера; 2 – корпус; 3 – полый катод; 4 – сетка; 5 – анод; 6 – газоразрядная плазма, образующая эмиттер ионов; 7 – источник питания разряда; 8 – источник ускоряющего напряжения  $U_0$ ; 9 – вторичная плазма; 10 – резистор; 11, 12, 13 и 14 – амперметры; 15 – дополнительный источник питания)

Источник включает в себя три электрода: полый катод 3, открытый с одной стороны; эмиссионную сетку (эмиттерный электрод) 4, перекрывающую открытую часть катода; анод 5 в виде стержня, введенного через отверстие в катоде. Для питания источника быстрых нейтральных частиц необходимо не менее двух источников питания: разряда 7 и ускоряющего напряжения 8. Кроме того, может быть использован дополнительный источник питания 15 для задания потенциала эмиссионной сетки (эмиттерного электрода), при его отсутствии потенциал сетки определяется током, протекающим через резистор обратной связи.

За счёт использования электростатической ловушки с небольшой апертурой потерь возможно поддержание разряда при давлении в камере 0.1 Па и разрядном напряжения 1...1.5 кВ для ловушки объёмом 1.68 л [4.11].

Для дополнительного снижения рабочего давления анод источника также может быть изготовлен полым, как показано на рис. 4.2.



*Рис. 4.2. Источник быстрых нейтральных частиц с полым анодом*  
(1 – полый катод; 2 – сетка; 3 – диск; 4 – полый анод; 5 – фланец вакуумной камеры; 6 – источник питания разряда; 7 – источник напряжения смещения; 8 – катодная плазма; 9 – анодная плазма; 10 – двойной электрический слой; 11 – термозонды; 12, 17 и 18 – слои положительного объёмного заряда; 13 и 14 – ионы; 15 и 19 – электроны; 16 – вторичная плазма; 20 – молекула газа; 21 – быстрая нейтральная молекула)

В этом случае рабочий газ подаётся через полый анод при непрерывной откачке вакуумной камеры. За счёт небольшой газовой проводимости отверстия между анодной и катодной полостями реализуется перепад давления; давление внутри анода может на порядок превышать давление в катодной полости.

В данном источнике апертура потерь значительно меньше  $S_{кр} = S_k \sqrt{m_e / m_i}$ , что приводит к образованию двойного электрического слоя, при этом анодная плазма проникает в полый катод. Однако за счёт перепада давлений анодная плазма не исчезает при уменьшении давления в катодной полости до 0.1 Па.

Введение полого анода в конструкцию позволяет снизить разрядное напряжение до 200...300 В при давлении 0.1 Па.

Серьёзным недостатком источника является низкая токовая эффективность, поскольку плотность тока разряда приблизительно одинакова для катода и эмиссионной сетки, при этом площадь сетки значительно меньше площади катода. Для устранения этого недостатка была предложена модификация источника, описанная в [4.12]. В конструкцию источника добавлен соленоид, окружающий полый катод и создающий магнитное поле, перпендикулярное плоскости эмиссионной сетки. За счёт этого уменьшается ионный ток на боковые стенки катода, и токовая эффективность возрастает до 20–30 %. Однако это требует дополнительного источника питания для соленоида.

#### **4.2.2. Источник со скрещенными $E \times H$ -полями**

В [4.13] описан источник быстрых нейтральных частиц, схема которого представлена на рис. 4.3. Источник состоит из двух основных частей – ионного источника 1 с замкнутым дрейфом электронов и канала нейтрализации 3. Источник имеет цилиндрическую форму, при этом газоразрядная плазма 8 образуется в форме кольца. Ионы, генерируемые в плазме 8, извлекаются из неё и ускоряются напряжением, приложенным к катоду 7 и аноду 9. Затем ионы попадают в канал нейтрализации 3, где происходит нейтрализация пучка за счёт многократных отражений от стенок 4 и 5, а также резонансной перезарядки на газовой мишени.

Согласно данным [4.13] при давлении в канале  $10^{-3}$  Па коэффициент нейтрализации пучка составляет примерно 50 % и становится равен 96–98 % при увеличении давления до 0.1 Па.

Напуск рабочего газа осуществляется с задней стороны источника, а в пространстве между катодом и анодом поддерживается газовый разряд. При

этом газоразрядный объём соединён с вакуумной камерой только узким и длинным каналом нейтрализации 3, газовая проводимость которого невелика. Благодаря этому при непрерывной откачке газа возникает значительный перепад давления между областями входа пучка частиц 2 в канал нейтрализации и выхода пучка частиц 6 из него.

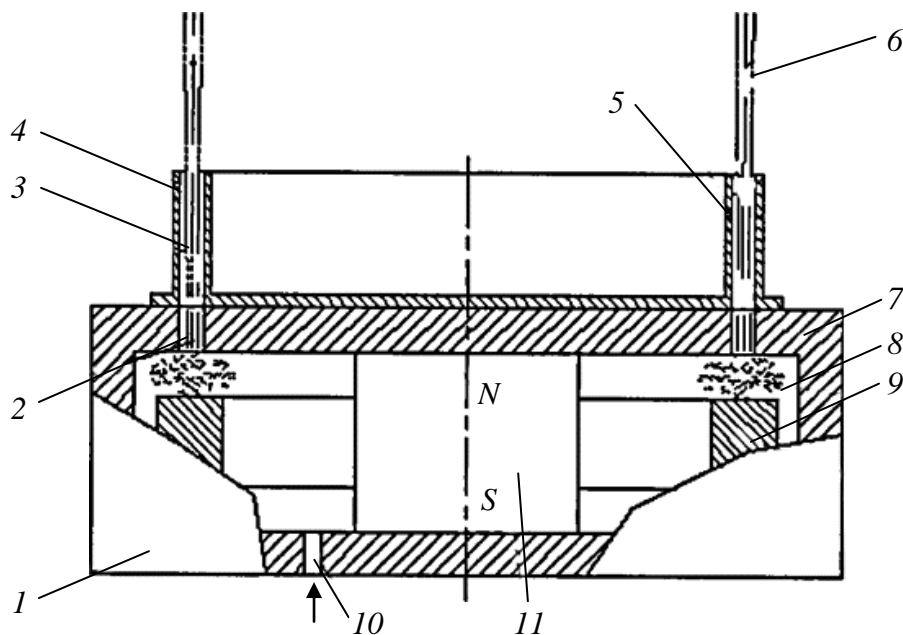


Рис. 4.3. Источник со скрещенными  $E \times H$ -полями [4.13]

(1 – источник ионов с замкнутым дрейфом электронов; 2 – пучок ионов; 3 – канал нейтрализатора; 4, 5 – наружная и внутренняя стенки канала; 6 – выходной пучок быстрых частиц; 7 – холодный катод; 8 – плазма; 9 – кольцевой анод; 10 – отверстие для напуска газа; 11 – магнит)

Описанный источник способен работать при давлении в вакуумной камере  $10^{-3}$  Па, при этом напряжение разряда составляет около 2 кВ. Однако при низком давлении источник обладает невысоким коэффициентом нейтрализации пучка.

Предложена конструкция (рис. 4.4), устраняющая данный недостаток [4.5]. На выходе канала нейтрализации установлен сепаратор в виде дополнительных электродов, создающих электрическое поле, перпендикулярное направлению распространения пучка частиц. Ионы, оставшиеся в пучке частиц после нейтрализации, отклоняются электрическим полем и попадают на отрицательный электрод сепаратора. Благодаря этому достигается полная нейтрализация выходного пучка даже при низком давлении.

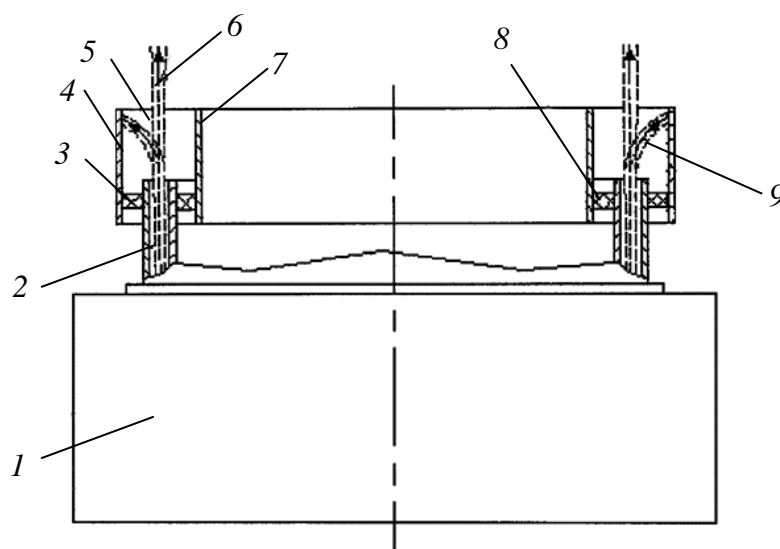


Рис. 4.4. Источник с сепаратором частиц [4.5]

(1 – источник быстрых нейтральных частиц; 2 – канал нейтрализации; 3, 8 – установочные изоляторы; 4 – отрицательный электрод сепаратора; 5 – канал сепаратора; 6 – пучок быстрых нейтральных частиц; 7 – положительный электрод сепаратора; 9 – ионы, покидающие пучок)

Источник данной конструкции генерирует пучок частиц в форме кольца. Для повышения степени однородности пучка может использоваться многоканальная система [4.13], представляющая собой совокупность соосных одноканальных источников. В этом случае за счёт угловой расходимости каждого пучка на некотором расстоянии от источника может быть получен достаточно однородный широкий пучок частиц.

Помимо этого существуют варианты источника с наклонным каналом, предназначенным для увеличения количества столкновений ионов со стенками и повышения коэффициента нейтрализации. Кроме того, наклонный канал исключает попадание ультрафиолетового излучения плазмы на обрабатываемое изделие, уменьшая таким образом образование дефектов.

#### **4.2.3. Источник с индуктивно-связанной плазмой**

Рассмотрим источник с индуктивно-связанной плазмой, описанный в [4.3] и представленный двумя вариантами на рис. 4.5. В данном источнике быстрых нейтральных частиц можно выделить две части: источник ионов и рефлектор-нейтрализатор ионов.

Источник ионов содержит газоразрядную камеру из кварцевого стекла, которую охватывают витки катушки индуктора, и систему из двух или трёх сеток. При подаче высокочастотной (ВЧ) мощности на индуктор в камере

возникает газовый разряд и плазма. В современной литературе её именуют индуктивно-связанной плазмой. Плазма проникает в зазор между сетками.

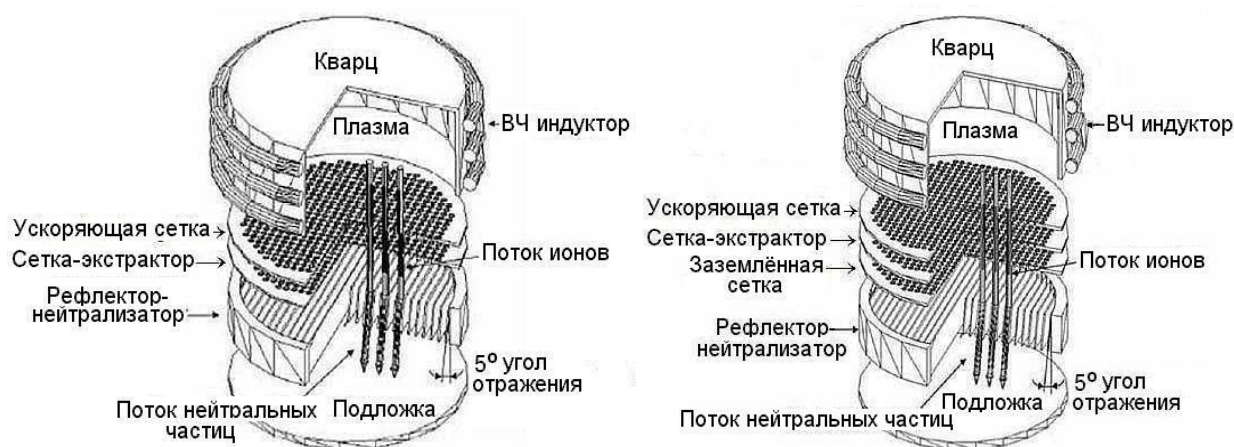


Рис. 4.5. Источник с индуктивно-связанной плазмой [4.3]

Плотность ионного потока (пучка) регулируется изменением ВЧ-мощности. На плотность и энергию ионов пучка также влияет изменение напряжения между сетками. В трёхсеточной конструкции источника введение дополнительной сетки позволяет изменять энергию ионов пучка, не меняя его плотности, что упрощает управление режимом работы источника.

Благодаря высокой плотности индуктивно-связанной плазмы возможно достижение высокой плотности пучка частиц и, следовательно, сравнительно высокой скорости обработки поверхности изделий. Так, при ускоряющем напряжении 700 В измеренная авторами плотность тока ионов аргона при снятом нейтрализаторе превышала  $300 \text{ мкА/см}^2$ . При диаметре источника 15 см приложенная к разряду ВЧ-мощность варьировалась авторами от 100 Вт до 1 кВт при частоте 13.56 МГц.

Рефлектор-нейтрализатор источника выполнен в виде набора параллельных графитовых пластин, закреплённых с помощью алюминиевых блоков, при этом пластины направлены под углом  $5^\circ$  к направлению ионного пучка. Пластины рефлектора-нейтрализатора совмещены с отверстиями сетки таким образом, чтобы большая часть ионов попадала в каналы между пластинами. Измеренная авторами эффективность нейтрализации такой системы составляла около 99.7 %.

Описанный источник генерирует поток быстрых нейтральных частиц высокой плотности при высокой степени нейтральности и низком рабочем

давлении до  $10^{-3}$  Па, однако сложен в изготовлении и требует ВЧ источника электрического питания.

#### 4.2.4. Источник с электродом под плавающим потенциалом

На рис. 4.6 представлен источник быстрых нейтральных частиц, состоящий из трёх электродов – анода, основного и дополнительного катодов. Катод представляет собой набор параллельных пластин, закреплённых на определённом расстоянии друг от друга, анод выполнен в виде рамки, охватывающей пластины катода. Дополнительный катод является полым электродом, при этом основной и дополнительный катоды расположены таким образом, что создают квазизамкнутый объём. Анод заземляется, на катод подаётся отрицательное напряжение источника питания. Дополнительный катод изолирован и находится под плавающим потенциалом.

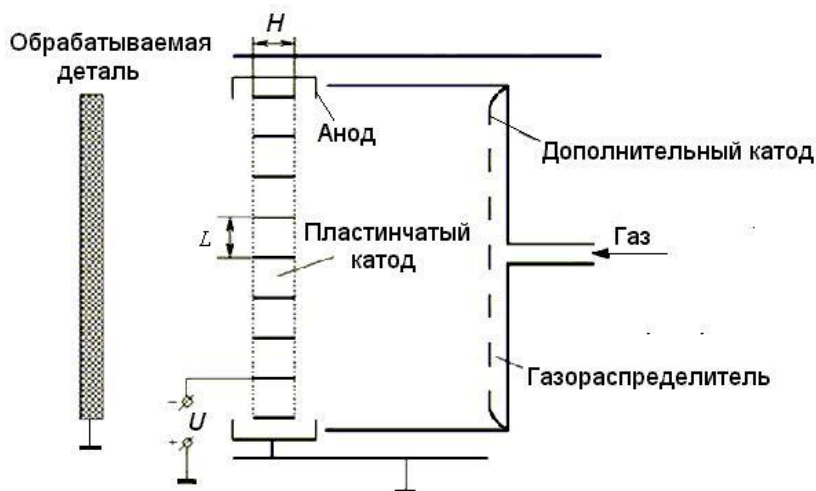


Рис. 4.6 Источник быстрых нейтральных частиц с электродом (дополнительным катодом) под плавающим потенциалом

При подаче напряжения на анод и пластинчатый катод и зажигании газового разряда в источнике потенциал дополнительного катода определяется из условия равенства электронного и ионного токов из плазмы. Поскольку электроны в газоразрядной плазме имеют большую температуру (энергию), чем ионы, дополнительный катод приобретает отрицательный потенциал относительно плазмы, благодаря чему часть электронов отражается от поверхности дополнительного катода. Измеренное значение отрицательного потенциала на дополнительном катоде относительно анода составляет приблизительно половину разрядного напряжения в широком диапазоне давлений и



токов. Это свидетельствует о том, что дополнительный катод заряжается электронами, которые эмитируются пластинчатым катодом и ускоряются в прикатодном слое пространственного заряда, т.е. катодным падением напряжения.

Таким образом, конструкция электродов источника обеспечивает электростатическое удержание электронов в квазизамкнутом объёме, образуемом основным и дополнительным катодами. Это приводит к существенному снижению напряжения горения разряда и позволяет источнику функционировать при давлении до 1...2 Па. Кроме того, происходит локализация плазмы в объёме между катодами, увеличивается её концентрация.

Генерируемые в плазме разряда ионы извлекаются с её поверхности (на границе слоя пространственного заряда) и ускоряются катодным падением напряжения. Нейтрализация ускоренных ионов происходит в результате двух процессов – резонансной перезарядки на газовой мишени и отражения от поверхности катода с нейтрализацией. Доля ионов, перезарядившихся в результате каждого из двух процессов, определяется давлением в катодной области, а также конфигурацией пластин. Энергия ионов определяется разностью потенциалов точки рождения и точки перезарядки.

За счёт того, что перезарядка ионов осуществляется в области потенциальной ямы, ионы, не прошедшие перезарядку, не могут достигнуть обрабатываемой поверхности с энергией, большей 10...20 эВ, которая определяется потенциалом плазмы относительно анода (“земли”). Таким образом, данная конструкция источника обеспечивает полное отсутствие быстрых ионов в пучке без использования отклоняющих магнитных полей или дополнительных электродов, извлекающих неперезарядившиеся ионы из пучка.

Нахождение дополнительного катода под плавающим потенциалом обеспечивает нулевой ток на него, несмотря на то, что площадь плазмы, граничащая с дополнительным катодом, значительно превосходит площадь плазмы, граничащей с основным. Благодаря этому весь разрядный ток замыкается через пластинчатый катод, играющий одновременно роль эмиссионной сетки (эмиттерного электрода). Таким образом, токовая эффективность (отношение эквивалентного тока пучка к разрядному току) источника близка к 100 %, потери вызваны лишь неидеальным прохождением пучка частиц.

Для снижения минимального рабочего давления источника в представленной конструкции реализуется перепад давления между внутренним объёмом источника и технологической камерой. Для создания перепада давления напуск

рабочего газа осуществляется непосредственно во внутренний объём источника. Для этого на одной из сторон дополнительного катода расположены впускное отверстие и газораспределитель, обеспечивающий равномерное распределение газа, который представляет собой пластину с отверстиями, суммарная газовая проводимость которых меньше проводимости впускного отверстия.

Реально изготовленный источник представлен фотографией на рис. 4.7. Для проведения испытаний источник устанавливался в вакуумную камеру, откачка которой производилась с помощью диффузионного паромасляного насоса с номинальной скоростью откачки 500 л/с. Испытания производились в диапазоне давлений от 0.1 до 50 Па.

На рис. 4.8 представлены результаты измерений для двух давлений в вакуумной камере: 3.5 Па (закрашенные точки) и 2 Па (полые точки). Из графиков видно, что источник устойчиво работает при давлении 2 Па.



Рис. 4.7 Фотографии источника быстрых нейтральных частиц

Для измерения перепада давления между внутренним объёмом источника и вакуумной камерой авторами было проведено одновременное измерение давления на входе в источник (до впускного отверстия) и в вакуумной камере. На время проведения эксперимента из источника был удалён газораспределитель, а газовое сопротивление впускного отверстия считалось небольшим по сравнению с сопротивлением пластинчатого катода. В данном приближении перепад давления на впускном отверстии значительно меньше перепада давления на пластинчатом катоде, и давление, измеренное на входе в источник, можно считать равным давлению во внутреннем объёме источника.

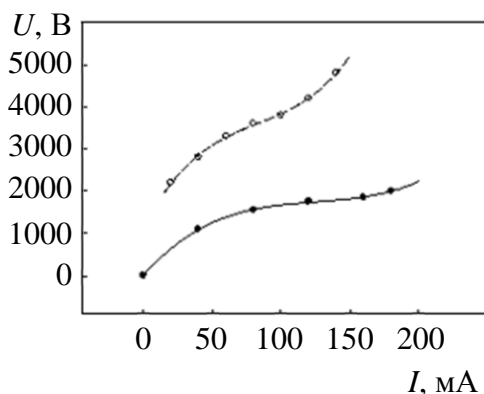


Рис. 4.8. Вольт-амперные характеристики

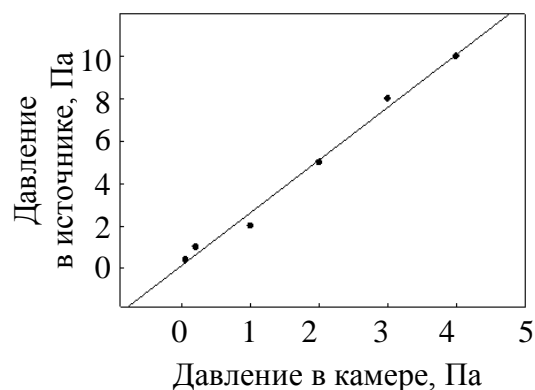


Рис. 4.9. Взаимосвязь давлений

Результаты измерения перепада давления представлены на рис. 4.9. В исследованных условиях давление в камере приблизительно в 2.5 раза ниже, чем в источнике, при этом отношение давлений может быть увеличено за счёт увеличения производительности откачных средств.

Описанный источник имеет простую конструкцию, не требует принудительного охлаждения, для его работы необходим только один источник питания постоянного тока. Кроме того, достоинствами источника являются близкая к 100 % токовая эффективность и полная нейтрализация выходного потока. К недостаткам источника можно отнести широкий энергетический спектр выходного потока, а также отсутствие возможности независимо регулировать его плотность и энергию нейтральных частиц.

### 4.3. Применение пучков нейтральных частиц

Пучки быстрых нейтральных частиц находят применение в различных процессах технологической обработки материалов. Благодаря отсутствию заряда частиц и изолированности обрабатываемой поверхности от плазмы в ряде случаев обработка пучком быстрых нейтральных частиц даёт принципиально лучшие результаты, чем обработка ионно-лучевыми или плазменно-иммерсионными методами.

С помощью нейтральных пучков можно проводить те же процессы, что и с помощью ионных пучков: очистку, травление, ассистирование нанесению покрытий. В то же время при обработке диэлектриков и широкозонных полупроводников нейтральные пучки обладают очевидным преимуществом, поскольку на обрабатываемой поверхности не происходит накопление заряда, который замедляет скорость обработки ионным пучком вплоть до полной остановки. Кроме того, в этом случае отсутствуют дефекты, связанные с зарядом частиц и воздействием ультрафиолетового излучения плазмы.

В [4.3] авторы подробно исследовали воздействие пучка нейтральных частиц на различные полупроводниковые структуры и сравнивали его с воздействием аналогичных технологических процессов, таких как использование ионного пучка или прямого воздействия индуктивно-связанной плазмы.

На рис. 4.10 [4.3] сравнивается воздействие на полупроводниковый прибор нейтрального пучка и индуктивно-связанной плазмы. Для этого был изготовлен МНОП-транзистор с размерами  $200 \times 200$  мкм, содержащий слои Al (500 нм) /  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (50 нм) /  $\text{SiO}_2$  (2 нм) на кремнии  $p$ -типа. После этого транзистор был подвергнут воздействию, необходимому для снятия 1,5 мкм фоторезиста: 30 мин нейтральным пучком кислорода или 2 мин индуктивно-связанной кислородной плазмой. Затем были измерены вольт-фарадные характеристики транзистора (рис. 4.10). Из рисунка видно, что характеристика значительно изменяется после обработки индуктивно-связанной плазмой (ИСП), в то время как после обработки нейтральным пучком характеристика не изменяется. Авторы объясняют это образованием встроенного положительного заряда на границе  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ , а также генерацией дефектов, связанных с зарядом частиц при прямом воздействии плазмы.

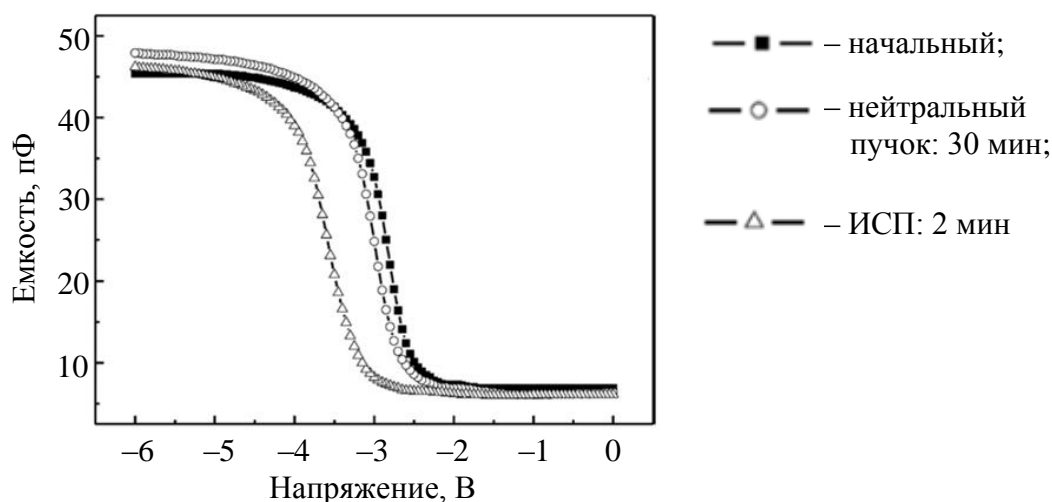


Рис. 4.10. Вольт-фарадные характеристики МНОП-транзистора [4.3]

Наиболее часто пучки нейтральных частиц используются для травления полупроводниковых структур [4.3], [4.14]–[4.17]. Помимо уменьшения дефектов поверхности, вносимых обработкой, травление пучком нейтральных частиц позволяет устранить или в значительной степени уменьшить эффект зависимости скорости травления от соотношения сторон вытравливаемой структуры [4.18].

Данный эффект выражается в том, что при увеличении соотношения сторон вытравливаемой структуры уменьшается скорость травления. Особую

важность данный эффект получил в связи с уменьшением линейных размеров полупроводниковых структур до десятков нанометров. Кроме того, большое значение получает протравливание боковых поверхностей формируемой структуры.

Поскольку в пучке нейтральных частиц отсутствует расходимость из-за воздействия объёмного заряда и влияния накапливающегося на структуре поверхностного заряда, травление пучком нейтральных частиц позволяет достичь значительно лучших результатов, чем при использовании ионных пучков или индуктивно-связанной плазмы. На рис. 4.11 [4.3] показаны фотографии со сканирующего электронного микроскопа, иллюстрирующие травление различными методами.

В качестве образцов авторами были выбраны поликремний и поликремний/оксид кремния. Далее в образцах протравливались открытые области с шириной более 1.5 мкм и канавки с шириной 400 нм.

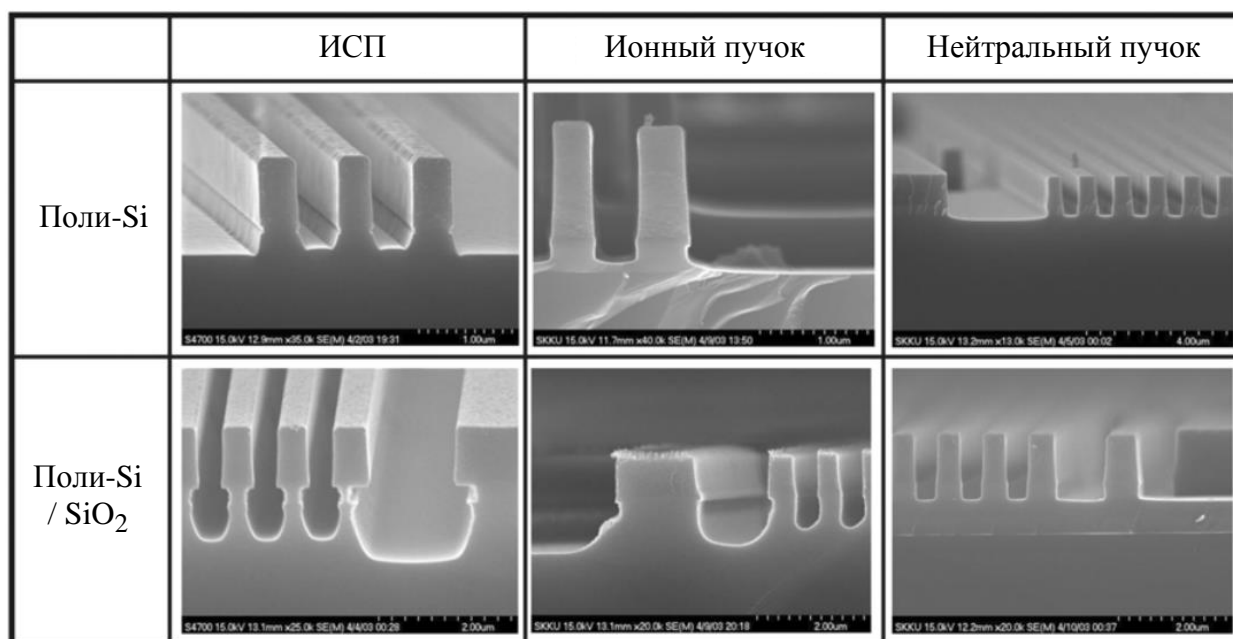


Рис. 4.11. Фотографии структур, вытравленных различными методами [4.3]

На фотографиях видны как существенно большая скорость травления открытых областей, так и вытравливание боковых поверхностей при использовании индуктивно-связанной плазмы и ионного пучка, в то время как при использовании пучка нейтральных частиц эти эффекты не видны. При уменьшении характерных размеров полупроводниковых структур преимущества травления быстрыми нейтральными частицами проявятся в ещё большей степени.

Помимо травления, известно применение пучка нейтральных частиц для увеличения светоотдачи GaN-светодиода путём увеличения шероховатости его поверхности [4.19]. Из рис. 4.12 видно, что светоотдача GaN-светодиода значительно увеличилась после обработки, увеличение составило около 20 %. В то же время после аналогичной обработки в индуктивно-связанной плазме перестало наблюдаться какое-либо излучение диода при пропускании тока. Авторы связывают это с обширными повреждениями структуры при обработке.

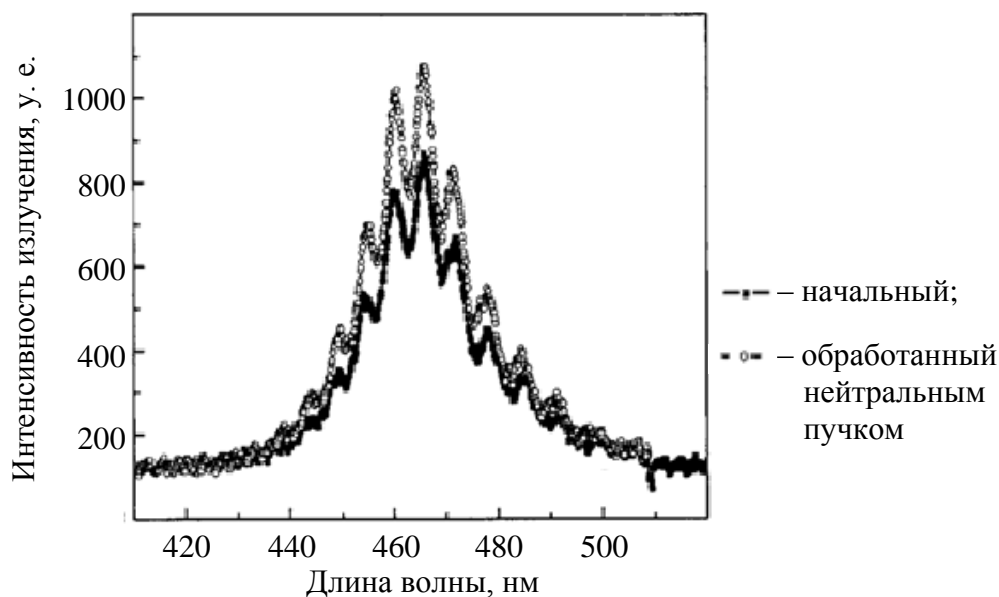


Рис. 4.12. Световые характеристики GaN-светодиода до и после обработки пучком нейтральных частиц [4.19]

Главным недостатком использования пучков нейтральных частиц, особенно по сравнению с использованием индуктивно-связанной плазмы, является существенно меньшая скорость обработки. Так, для стративания 1.5 мкм фоторезиста в [4.3] потребовалось 2 мин обработки индуктивно-связанной плазмой или 30 мин пучком нейтральных частиц. Данное обстоятельство ограничивает распространение технологии, однако при увеличении требований к получаемым структурам на первый план выходит меньшее количество вносимых обработкой дефектов и возможность обработки широкозонных полупроводников и диэлектриков.

#### 4.4. Коэффициенты отражения нейтрализовавшихся ионов от металлической поверхности

Для проектирования источников нейтральных частиц, использующих эффект нейтрализации при столкновениях ионов с металлической поверхностью, необходимы данные о коэффициентах отражения атомных частиц и их энергии [4.20] – [4.22]. Есть два основных способа получения таких данных – экспериментальный и расчётно-теоретический [4.21], [4.22]. Здесь мы рассмотрим результаты расчётов коэффициентов отражения нейтрализовавшихся ионов [4.23]\*, выполненных с помощью известной компьютерной программы **TRIM** (**TR**ansport of **I**ons in **M**atter), которая осуществляет статистическое моделирование движения ионов в мишени методом Монте-Карло [4.24]. Расчёты с помощью TRIM дают хорошее совпадение с экспериментом (расхождение – порядка 10 %).

Практически все газовые ионы при взаимодействии с металлом нейтрализуются, а молекулярные ионы распадаются на атомы [4.20] – [4.22]. Было найдено, что в пределах погрешности измерений коэффициент отражения не зависит от того, происходит бомбардировка мишени молекулярными или атомарными ионами, если сделан соответствующий пересчёт энергии на одну атомную частицу [4.20] – [4.22]. Также не влияет на коэффициент отражения наличие заряда у бомбардирующей частицы. Это означает, что при расчёте рассеивания ионов азота  $N_2^+$  или кислорода  $O_2^+$  следует задавать энергию, приходящуюся на одну бомбардирующую атомную частицу, и считать один молекулярный ион как две независимые атомные частицы.

Процесс рассеивания первичной бомбардирующей частицы (иона) моделируется как последовательность случайных парных столкновений с атомами мишени. Предполагается хаотическое расположение атомов в мишени, т.е. аморфная микроструктура, с заданием фиксированного среднего расстояния между атомами. На прямолинейном пути свободного пробега энергия первичной частицы непрерывно уменьшается на величину электронных (неупругих) потерь, а после столкновения – на ядерные (упругие) потери с передачей энергии атому отдачи мишени (используется модель столкновений Ziegler-Biersack-Littmark, учитывающая потенциал межатомного взаимодействия и электронную тормозную способность). Траектория первичной частицы

---

\* Расчёты коэффициентов отражения и распределений отражённых атомов по энергии выполнены с участием В. В. Перевёртайло.

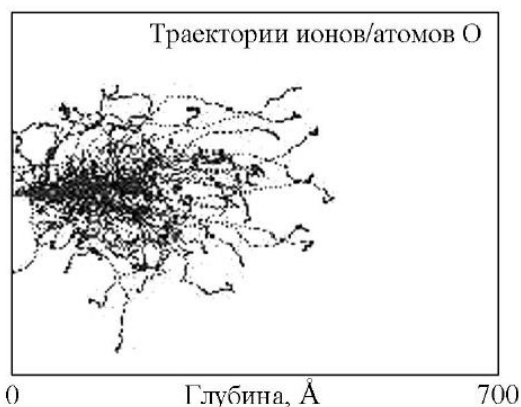


Рис. 4.13. Траектории бомбардирующих частиц кислорода О в титане (количество частиц – 100, энергия – 10 кэВ, угол падения –  $0^\circ$ , место падения – середина левой границы анализируемой области,  $R_N = 6\%$ )

(бывшего иона) моделируется до тех пор, пока её энергия не снизится до заданного значения ( $\sim 10$  эВ), или до выхода за пределы мишени.

Рис. 4.13 демонстрирует траектории 100 первичных частиц – атомов кислорода в титановой мишени и места их остановки (по глубинной координате). Видно, что большинство первичных частиц проникает вглубь мишени и остаётся там, и только некоторая их часть возвращается обратно к поверхности, формируя поток обратно рассеянных

ных (отражённых) атомных частиц. Некоторая небольшая часть частиц отражается от поверхностных атомов мишени при однократном столкновении, но большая часть испытывает многократные соударения с соответствующей потерей первоначальной энергии в глубине мишени. Выход частиц за пределы мишени возможен (т. е. происходит обратное рассеивание или отражение), если величина кинетической энергии в направлении по нормали к поверхности больше величины энергии поверхностной связи. В программе TRIM данную энергию определяют энергией сублимации материала мишени.

Основными характеристиками процесса обратного рассеивания бомбардирующих частиц являются интегральные коэффициенты рассеивания (отражения) атомов  $R_N$  и энергии  $R_E$ . Коэффициент  $R_N$  определяется как отношение полного количества рассеянных атомных частиц  $N$ , независимо от их энергии, угла вылета и заряда, к количеству первичных частиц  $N_0$  в пересчёте

на атомы, бомбардирующих мишень:  $R_N = \frac{N}{N_0} = \frac{1}{N_0} \int_0^{E_{\text{ион}}} \int_{2\pi} F_N d\varepsilon d\Omega$ , где  $F_N$  –

распределение  $N$  частиц по энергии  $\varepsilon$  и углам вылета из мишени в единицу телесного угла  $\Omega$ ,  $E_{\text{ион}}$  – энергия первичного иона. Коэффициент

$R_E = \frac{\bar{E}N}{E_{\text{ион}}N_0} = \frac{1}{E_{\text{ион}}N_0} \int_0^{E_{\text{ион}}} \int_{2\pi} \varepsilon F_N d\varepsilon d\Omega$  определяется как доля энергии, уносимой рассеянными атомами. Величина  $R_E$  меньше  $R_N$  в несколько раз. Сред-



ная энергия рассеянных частиц  $\bar{E} = \frac{R_E}{R_N} E_{\text{ион}}$ . Коэффициенты  $R_N$  и  $R_E$  зависят от  $E_{\text{ион}}$ , угла падения ионов, атомных номеров и масс ионов и атомов мишени. На рис. 4.14 приведены расчётные зависимости [4.23] коэффициента отражения разных частиц от энергии бомбардирующих ионов и угла их падения на мишень из разных материалов.

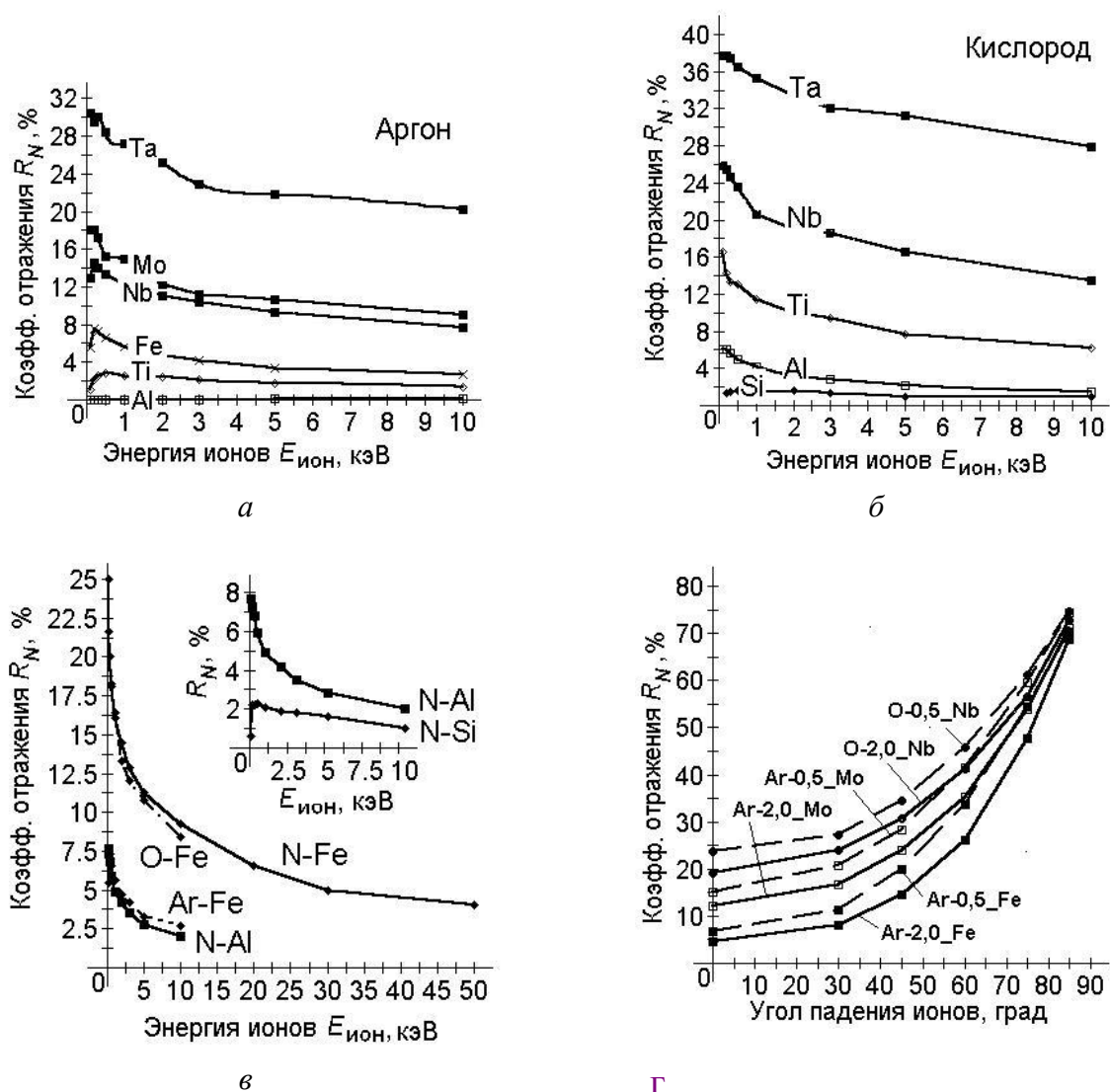


Рис. 4.14. Зависимости коэффициента отражения от энергии бомбардирующих ионов для различных комбинаций ион-мишень [4.23]

(а, б, в – при нормальном падении; г – при разных углах падения. Величины  $R_N$  и  $E_{\text{ион}}$  рассчитывались на один атом бомбардирующей частицы, т.е. в случае двухатомного иона,  $\text{O}^+_{2}$  или  $\text{N}^+_{2}$ , приведенные энергии относятся к одному из атомов иона)

Как видно, коэффициент отражения уменьшается при увеличении энергии и массы бомбардирующих частиц и снижении массы атомов мишени (рис. 4.14, а – в). При увеличении угла падения  $R_N$  существенно возрастает (рис. 4.14 г); что нашло применение в источниках быстрых нейтронов.

В табл. 4.1 приведены значения коэффициентов отражения атомов кислорода  $R_N$  и энергии  $R_E$ , уносимой атомами, при энергии ионов 1 кэВ и, как видно, коэффициент  $R_E$  также существенно возрастает при скользящем падении ионов на мишень.

Таблица 4.1. Коэффициенты отражения атомов О и энергии при бомбардировке мишени из Ti и Ta ионами  $O^+$  с энергией  $E_{\text{ион}} = 1$  кэВ [4.25]

φ, град	0	15	30	45	60	75
Мишень – Ti						
$R_N$ , %	11	12	16	22	33	51
$R_E$ , %	2	2	3	6	12	25
Мишень – Ta						
$R_N$ , %	35	36	40	46	54	64
$R_E$ , %	15	15	18	22	30	43

Важными характеристиками потока отражённых частиц являются их распределения по энергии и влияние на распределения начальной энергии и угла падения бомбардирующих частиц. На рис. 4.15 и рис. 4.16 приведены распределения потоков отражённых атомов кислорода от титановой и танталовой мишеней при энергии  $E_{\text{ион}}$  бомбардирующих ионов  $O^+$  0,5 кэВ, 1 кэВ и 5 кэВ и углах падения  $\phi$  на мишень  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  и  $75^\circ$ . Результаты представлены в виде полигона. Здесь  $E' = \varepsilon/E_{\text{ион}}$  – относительная энергия отражённых атомов, а  $F$  определялась как отношение количества частиц, обладающих энергией в диапазоне  $[E' - 0,05, E']$ , к общему количеству отражённых атомов  $N$ , при этом весь диапазон возможных энергий был разбит на 20 частей; таким образом, сумма 20 дискретных значений  $F$  равна 1.

Как видно, общий вид функций распределения отражённых атомов по относительной энергии не сильно зависит от величины начальной энергии бомбардирующих частиц в диапазоне 0,5-5,0 кэВ, но увеличение угла падения  $\phi$  оказывает сильное влияние на функцию распределения по энергии. При малых углах падения спектр энергии смещён в область малых энергий. При скользящем падении (угле падения  $\phi \geq 75^\circ$ ) отражённый поток содержит атомы с энергией в диапазоне от 0 до  $0,95E_{\text{ион}}$  с максимумом функций распределения в области энергии  $\sim 0,8E_{\text{ион}}$ .

Также важной характеристикой рассеивания бомбардирующих частиц является распределение по углам вылета из мишени. Эксперименты показывают, что при нормальном падении ионов на мишень угловое распределение рассеянных частиц подчиняется закону косинуса [4.20] – [4.22]. При больших углах падения (малых углах скольжения) наблюдается эффект зеркального отражения, полезный для получения направленного потока нейтрализовавшихся частиц.

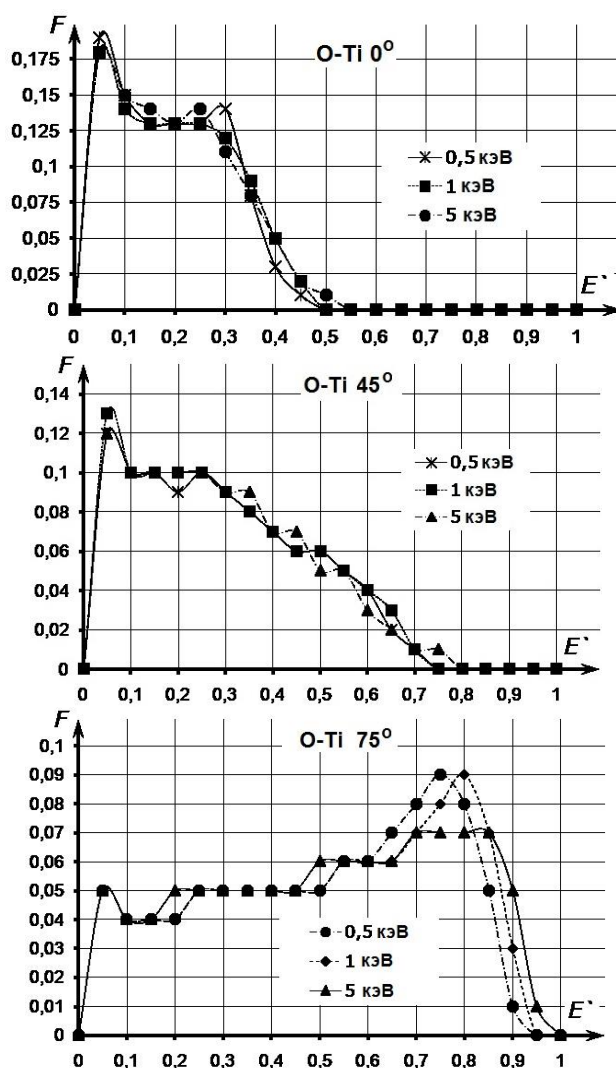


Рис. 4.15. Распределения по энергии обратно рассеянных от титана атомов кислорода при разных углах падения  $\phi$  и энергии  $E_{\text{ион}}$  ионов  $O^+$  [4.25]  
( $E_{\text{ион}} = 0,5 \text{ кэВ}$ ,  $1 \text{ кэВ}$  и  $5 \text{ кэВ}$ ;  $E' = \varepsilon/E_{\text{ион}}$ )

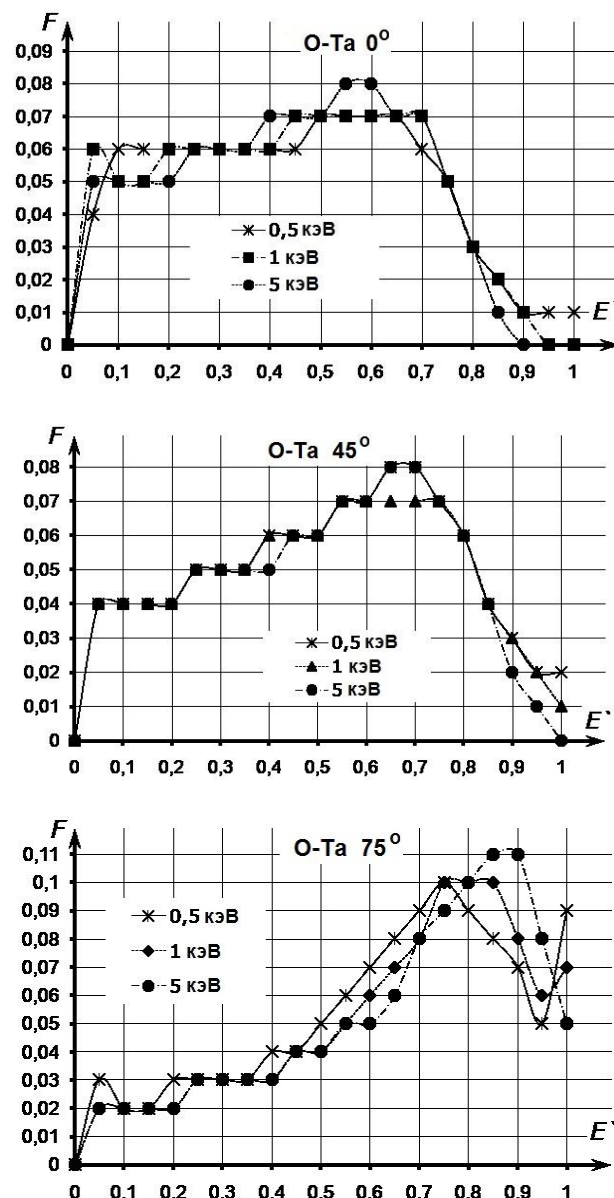


Рис. 4.16. Распределения по энергии обратно рассеянных от тантала атомов кислорода при разных углах падения  $\phi$  и энергии  $E_{\text{ион}}$  ионов  $\text{O}^+$  [4.25]  
( $E_{\text{ион}} = 0,5 \text{ кэВ}$ ,  $1 \text{ кэВ}$  и  $5 \text{ кэВ}$ ;  $E' = \varepsilon/E_{\text{ион}}$ )

#### Список литературы к главе 4

- 4.1. Giasis K. P., Moore T. A., Minton T. K. Hyperthermal neutral beam etching // J. Vac. Sci. Technol. A. – 1995. – Vol. 13. – P. 959–965.
- 4.2. Suzuki K., Hiraoka S., Nishimatsu S. Anisotropic etching of polycrystalline silicon with a hot  $\text{Cl}_2$  molecular beam // J. Appl. Phys. – 1988. – Vol. 64. – P. 3697–3705.
- 4.3. Park B. J. *et al.* Low angle forward reflected neutral beam source and its applications / B. J. Park, S. W. Kim, S. K. Kang *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – Vol. 41. – P. 024005.

- 4.4. Балбуков В. П. Распыление мишени на дне полого катода источника быстрых молекул газа в неоднородном магнитном поле // Вестн. МГТУ “Станкин”. – 2014. – № 2. – С. 111–117.
- 4.5. Пат. RU 2468465 C2. МПК H01J 37/08 (2006.01). Источник быстрых нейтральных частиц / Ю. П. Маишев, С. Л. Шевчук, Ю. П. Терентьев, В. П. Кудря; опубл. 27.11.2012. – Бюл. № 33.
- 4.6. Григорьев С. Н., Метель А. С. Модификация поверхности тлеющим разрядом с электростатическим удержанием электронов. – М.: МГТУ “Станкин”, Янус-К, 2007.
- 4.7. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Т. 1. Общие вопросы электродинамики газов. – М.-Л.: Гос. изд-во техн.-теор. лит-ры, 1952.
- 4.8. Status of the ITER heating neutral beam system / R. Hemsworth, H. Decamps, J. Graceffa et al. // Nucl. Fusion. – 2009. – Vol. 49. – P. 045006.
- 4.9. Jana M. R., Mattoo S. K., Uhlemann R. Performance test results of ion beam transport for SST-1 neutral beam injector // J. Phys.: Conf. ser. – 2010. – Vol. 208. – P. 012008.
- 4.10. Panda S., Economou D. J., Chen L. Anisotropic etching of polymer films by high energy (100s of eV) oxygen atom neutral beams // J. Vac. Sci. Tech. A. – 2001. – Vol. 19. – P. 398–404.
- 4.11. Метель А. С. Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов для генерации плазмы и пучков ускоренных частиц: дис. ... д-ра техн. наук. – М., 2005.
- 4.12. Пат. RU 2373603 C1. МПК H01J 27/04 (2006.01). Источник быстрых нейтральных атомов / С. Н. Григорьев, А. С. Метель, Ю. П. Мельник, В. В. Панин; опубл. 20.11.2009. – Бюл. № 32.
- 4.13. Пат. RU 2395133 C1. МПК H01J 37/08 (2006.01). Источник быстрых нейтральных частиц / Ю. П. Маишев, С. Л. Шевчук, Ю. П. Терентьев, В. П. Кудря; опубл. 20.07.2010. – Бюл. № 20.
- 4.14. Ichiki K., Hatakeyama M. Characterization of neutral beam source using dc cold cathode discharge and its application processes // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – Vol. 41. – P. 024003.
- 4.15. Wolfe J. C., Craver B. P. Neutral particle lithography: a simple solution to charge-related artifacts in ion beam proximity printing // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – Vol. 41. – P. 024007.
- 4.16. Kokoris J., Tserepi A., Gogolides E. The potential of neutral beams for deep silicon nanostructure etching // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – Vol. 41. – P. 024004.
- 4.17. Samukawa S. *et al.* Damage-free surface treatment of carbon nanotubes and self-assembled monolayer devices using a neutral beam process for fusing top-down and bottom-up processes / S. Samukawa, Y. Ishikawa, K. Okumura *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – Vol. 41. – P. 024006.
- 4.18. Lee D. H. *et al.* Removal of Aspect-Ratio-Dependent Etching by Low-Angle Forward Reflected Neutral-Beam Etching / D. H. Lee, B. J. Park, G. Y. Yeom *et al.* // J. Korean Phys. Soc. – 2005. – Vol. 46, № 4. – P. 867–871.

- 4.19. Park B. J. *et al.* Effect of neutral beam etching of *p*-GaN on the GaN device characteristics / B. J. Park, K. S. Min, H. C. Lee *et al.* // J. Vac. Sci. Technol. B. – 2007. – Vol. 25, № 2. – P. 295–298.
- 4.20. Плешивцев Н. В., Бажин А. И. Физика воздействия ионных пучков на материалы. – М.: Вузовская книга, 1998.
- 4.21. Машкова Е. С., Молчанов В. А. Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твёрдых тел. – М.: Атомиздат, 1980.
- 4.22. Курнаев В. А., Машкова Е. С., Молчанов В. А. Отражение легких ионов от поверхности твёрдого тела. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
- 4.23. Вольпян О. Д., Кузьмичёв А. И. Рассеивание быстрых атомов от металлической мишени в ионных технологиях оптических покрытий // ФХОМ. – 2016. – № 1. – С. 40-46.
- 4.24. Экштайн В. Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твёрдого тела. – М.: Мир, 1995.
- 4.25. Вольпян О. Д., Кузьмичёв А. И., Перевертайло В. В. Рассеивание быстрых атомов от металлических мишеней в ионных технологиях. – В сб. мат. 11-й Междунар. научн.-техн. конф. “Вакуумная техника, материалы и технология”. Москва, Сокольники, 2016.

## 5. КРАТКИЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ И КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ

Основные методические указания по изучению плазменных эмиссионных систем можно сформулировать следующим образом.

1. Ознакомьтесь с предметной областью “Плазменная эмиссионная электроника” и “Плазменные эмиттеры заряженных и нейтральных частиц”. Плазменная эмиссионная электроника является частью физической и технической электроники. Соответственно, уясните, какие электронные системы относят к плазменным эмиссионным системам. Обратите внимание на исторические аспекты развития этих систем и плазменных эмиттеров. Следует ознакомиться с перечнем литературы и основными авторами по Плазменной эмиссионной электронике. Общий список литературы приведен в конце раздела “Введение”.

2. Изучите материал основных частей (главы 1-4) данного пособия. При этом:

- необходимо уяснить физические принципы работы плазменных эмиттеров. Обратите внимание на то, что эмитирующая поверхность плазмы не является жёстким образованием с резкой границей, как это имеет место в случае твёрдого металлического катода. Положение и геометрическая форма плазменного эмиттера зависят от внутренних условий в источнике заряженных частиц и его электрического режима;

- ознакомьтесь с требованиями, которые предъявляются к источникам заряженных и нейтральных частиц на основе плазменных эмиттеров, и системой их параметров;

- изучите инженерно-технические принципы построения плазменных эмиссионных систем, особенности электродных систем газоразрядных камер и электронно- и ионно-оптических систем;

- ознакомьтесь с методами и подходами к моделированию плазменных эмиссионных систем;

- уясните сильные и слабые стороны плазменных эмиссионных систем и сравните их с твёрдыми эмиттерами частиц.

3. Плазменные эмиттеры формируются на граничных поверхностях плазменных образований (структур), создаваемых с помощью разнообразных газовых разрядов. Поэтому следует знать, какие разряды применяются для этих целей, их особенностями, механизмами и условиями поддержания, па-

раметрами и характеристиками. Следует также обратить внимание на то, как модифицируются разрядные системы для повышения эффективности плазменных эмиттеров.

4. Обращаем внимание на то, что плазменные эмиттеры электронов и ионов внешне по своей структуре похожи друг к другу, но из-за большой разницы масс этих частиц их роль в газовых разрядах различна. Электроны играют главную роль в ионизационных процессах в плазмогенерирующих разрядах, поэтому отбор электронов из плазмы сильно сказывается на условиях поддержания разрядов. Простая переполюсовка источника питания не позволяет получить эффективный источник одних частиц из эффективного источника других частиц. Рекомендуем проработать материал раздела “Приложение”, в котором в очень доступной форме сопоставляются плазменные источники электронов и ионов.

5. Обратите внимание на эффект переключения электронного тока с анода плазмогенерирующего разряда на плазменный эмиттер электронов (см. соответствующий материал в главе 2, где ключевые выражения **выделены жирным шрифтом**); дополнительная информация по этому вопросу также содержится в “Приложении”).

Пособие следует рассматривать как вводный курс в изучение вопросов физики и техники плазменных эмиссионных систем. Поэтому в нём приводятся только общие и начальные сведения о плазменных эмиттерах и даются некоторые примеры их реализации. Для получения более детальной и широкой информации рекомендуем обратиться к литературе, перечни которых приведены после каждого раздела данного пособия.

Для самопроверки знаний, полученных после изучения материалов по плазменным эмиссионным системам, рекомендуем ответить на контрольные вопросы, приведенные ниже.

### **Контрольные вопросы для самопроверки**

#### ***Глава 1***

1.1. Поясните назначение газоразрядных камер в плазменных эмиссионных системах.

1.2. Общая структура газоразрядных камер.

1.3. Перечислите основные параметры газоразрядных камер.



- 1.4. В чём состоит отличие энергетической эффективности (экономичности) от энергетической цены?
- 1.5. Почему газовая эффективность является важным параметром?
- 1.6. Какие газовые разряды используются в газоразрядных камерах?
- 1.7. Чем отличаются самостоятельные разряды от несамостоятельных?
- 1.8. Типовое распределение потенциала в межэлектродном промежутке плазмогенерирующего разряда.
- 1.9. Чем отличается тлеющий разряд от дугового?
- 1.10. Основной механизм генерации заряженных частиц в разряде.
- 1.11. Какая часть разряда называется положительным столбом?
- 1.12. Основные процессы, протекающие в положительном столбе.
- 1.13. Основные параметры, характеризующие плазму положительного столба.
- 1.14. Модель положительного столба на основе уравнения баланса заряженных частиц.
- 1.15. Основное влияние магнитного поля на процессы в газоразрядных камерах.
- 1.16. В чём заключается разница во влиянии продольного и ортогонального магнитного поля?
- 1.17. Дайте определение циклотронной частоте.
- 1.18. Дайте определение ларморовскому кругу (ларморовской окружности).
- 1.19. Электрический дрейф в магнитном поле.
- 1.20. Пограничные области в газовом разряде, их роль.
- 1.21. Пристеночное и прианодное падение потенциала в газовом разряде.
- 1.22. Ненакаливаемые (холодные) катоды газоразрядных камер.
- 1.23. Особенности тлеющих разрядов низкого давления (механизм самоподдержания, электронная эмиссия катода, баланс заряженных частиц).
- 1.24. Способы повышения эффективности генерации заряженных частиц в газоразрядных камерах.

## **Глава 2**

2.1. Основные подходы к реализации концепции плазменного эмиттера электронов. Модель электродной структуры эмиттера.

2.2. Какие разновидности генераторов плазмы с ненакаливаемым (холодным) катодом для реализации плазменного эмиттера электронов Вам известны?

2.3. Дайте примеры применения разряда с полым катодом в плазменных источниках электронов.

2.4. Дайте примеры разрядных систем со скрещенными ( $E \times H$ ) полями для плазменных источников электронов.

2.5. Сравните характеристики немагнитных и магнитных газоразрядных систем.

2.6. Опишите условия формирования плазменного эмиттера электронов.

2.7. Зависимость положения и геометрии плазменного эмиттера от величина ускоряющего напряжения и концентрации заряженных частиц в плазме.

2.8. Принципы моделирования плазменной эмиссионной системы.

2.9. Эквивалентная схема плазменной эмиссионной системы.

2.10. Электрические характеристики плазменной эмиссионной системы.

2.11. Основные процессы в ускоряющем промежутке электронной плазменной эмиссионной системы.

2.12. Образование вторичной плазмы в ускоряющем промежутке электронной плазменной эмиссионной системы и его последствия.

2.13. Эмиссионные характеристики источников электронов с плазменным эмиттером.

2.14. Характеристики пучков электронов, получаемых с помощью плазменных эмиттеров.

2.15. Эффект переключения электронного тока с анода плазмогенерирующего разряда на плазменный эмиттер электронов.

2.16. Ионизационные процессы и условия возникновения самостоятельного разряда в системе с толстым эмиттерным электродом (длинным эмиссионным каналом). Влияние проводящих стенок около плазменного эмиттера.

2.17. Как реализуется плазменный эмиттер электронов, инициирующих включение газоразрядных коммутирующих приборов, и происходит включение приборов?

2.18. В каких типах коммутирующих приборов используют пусковой плазменный катод?

2.19. В чём заключаются отличия управления коммутирующими приборами с “открытой” поверхностью эмитирующей плазмы от прибора с экранированным плазменным катодом?

2.20. Сформулируйте условие поджига разряда в приборе с экранированным плазменным катодом.

2.21. Как влияет аспектное отношение отверстий в экранирующем электроде на особенности управления коммутирующим прибором?

2.22. Связь процесса восстановления электрической прочности коммутирующего прибора с процессом отпирания.

### **Глава 3**

3.1. Какие методы получения свободных ионов Вам известны?

3.2. Перечислите основные требования к параметрам источников ионов с плазменными эмиттерами.

3.3. Система основных параметров ионных источников.

3.4. Что определяет уравнение Бома? Его физический смысл (основа)?

3.5. Почему однородная плазма как источник ионов малоэффективна?

3.6. Способы повышения эффективности отбора ионов из плазмы.

3.7. Почему плазменный эмиттер является подвижным электродом? Что влияет на положение плазменного эмиттера и форму его поверхности?

3.8. Нарисуйте схему простейшего плазменного эмиттера ионов.

3.9. Закон Чайлда-Лэнгмюра и уравнение “степени  $3/2$ ”.

3.10. Запишите уравнение Пуассона для слоя пространственного заряда и выведите уравнение “степени  $3/2$ ”.

3.11. Понятие о первеансе. Что он характеризует?

3.12. Типовые варианты форм плазменного мениска и эмиттера. Чем они определяются и что на них влияет?

3.13. Сеточная стабилизация формы плазменного эмиттера. Недостатки.

3.14. Ускоряюще-тормозящее устройство в ионной оптике.

3.15. Оптика Пирса для пучков заряженных частиц.

3.16. Варианты электродных систем для ионной оптики Пирса.

3.17. Геометрическое и магнитное контрагирование разряда в ионных источниках.

3.18. Дуоплазматрон.

3.19. Многопучковые плазменные эмиссионные системы.

3.20. Ионный источник Кауфмана.

### **Глава 4**

4.1. Дайте характеристику быстрым нейтралам в сравнении с ионами. Способы получения потоков быстрых нейтралов.

- 4.2. Неэлектрические методы получения потоков быстрых нейтралов.
- 4.3. Генерация первичных ионов для получения потоков быстрых нейтралов.
- 4.4. Способы нейтрализации первичных ионов.
- 4.5. Источник быстрых нейтралов на основе разряда с полым катодом.
- 4.6. Источник быстрых нейтралов на основе разряда со скрещенными ( $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ ) полями.
- 4.7. Источник быстрых нейтралов на основе разряда с индукционным возбуждением разряда (индуктивно-связанной плазмой).
- 4.8. Источник быстрых нейтралов с электродом под плавающим потенциалом.
- 4.9. Применение потоков быстрых нейтралов в микроэлектронной технологии.
- 4.10. Как определяется коэффициент отражения частиц от твёрдой мишени, коэффициент отражения энергии и средняя энергия отражённых частиц?
- 4.11. Какие факторы влияют на коэффициенты отражения частиц и энергии, характер влияния?

## 6. ПРИЛОЖЕНИЕ

### Из выступления проф. Ю.Е. Крейнделя на открытии I Всесоюзного семинара “Плазменная эмиссионная электроника”

Профессор Ю.Е. Крейндель выступил 17 июня 1991 г. на открытии I-го Всесоюзного семинара “Плазменная эмиссионная электроника”, который проводился на туристической базе “Максимиха”, оз. Байкал, со следующим вступительным словом:

“...Что же мы понимаем под плазменной эмиссионной электроникой? У нас уже почти установилось, что это область науки и техники, в которой исследуется и используется одно из фундаментальных свойств плазмы – её способность при определённых условиях испускать электроны, ионы и нейтральные частицы. Изучение эмиссионных свойств плазменных образований может преследовать следующие благородные цели:

1. Создание эффективных источников электронов, ионов и нейтральных атомов. Этому аспекту плазменной эмиссионной электроники и посвящено, в основном, наше совещание, и я остановлюсь на нём отдельно.

2. Разработка и совершенствование методов эмиссионной диагностики плазмы и, что особенно важно, приэлектродных областей. Эмиссионный поток электронов и ионов содержит неменьшую информацию о свойствах плазмы, чем эмиссия электронов из твёрдых тел об этих телах. Частным случаем эмиссионной диагностики является зондовая диагностика. Однако кроме концентрации, энергетических спектров заряженных частиц, а также потенциала плазмы, эмиссионная диагностика позволяет определять толщину приэлектродных слоев, причем разными методами, масс-зарядовый состав плазмы, распределение плотности плазмы. Возможности эмиссионной диагностики плазменных образований, ограниченных пристеночными слоями, представляются малоизученными и в то же время далеко не исчерпанными и многообещающими.

3. Создание плазменных образований с новыми свойствами и реализация нетривиальных ситуаций в газоразрядных системах. Так, организуя эффективную эмиссию электронов, можно создавать плазменные образования с повышенным потенциалом относительно стенок, т. е. положительно заряженную плазму. В свою очередь, благодаря повышению напряжения на приэлектродном слое, возрастает напряжённость поля у поверхности электрода, что при его ионной бомбардировке в конечном итоге приводит к возникнове-

нию катодных пятен. Таким образом, возможно дистанционное инициирование дуговых разрядов, что может представлять определенный научный и технический интерес. Далее положительно заряженное плазменное образование с определенным образом распределённым электрическим полем может служить элементом плазмооптической системы для транспортировки электронных и ионных пучков. Я думаю, что эти ситуации являются лишь примерами, которые, подумав, можно продолжить.

В настоящее время, в основном, занимаются первым аспектом проблемы, т. е. вопросами, связанными с созданием эффективных источников электронов и ионов. И не потому, что эта проблема более интересна в научном плане, т. е. затрагивает более глубокие вопросы физики плазменных образований, а потому, что это побуждается конкретными научными и техническими потребностями и имеет непосредственный выход в практику.

И точно так же, как эмиссионная электроника в её традиционном понимании вначале, главным образом, занималась различными видами электронной эмиссии из вещества в конденсированном состоянии, также начав заниматься тем, что мы позднее назвали плазменной эмиссионной электроникой, прежде всего имели в виду эмиссию электронов из плазмы. При этом довольно быстро проявились две существенные особенности работ по созданию плазменных источников электронов по сравнению с практически бесконечным множеством работ по ионным источникам. На этих особенностях я хотел бы коротко остановиться, хотя именно в нашем сообществе они выявлены и известны лучше, чем где-либо.

Первое – это существенное отличие условий выхода электронов из реальных плазменных образований по сравнению с выходом ионов, и значительная реакция плазменной среды на эффективную электронную эмиссию. Неосознание этой особенности привело к довольно распространенному заблуждению, будто бы переход от эмиссии ионов к эффективной эмиссии электронов не связан ни с чем иным, кроме простой смены полярности извлекающего напряжения. Однако это далеко не так. Позволю себе обратиться к обычной схеме плазменного источника заряженных частиц, в котором эмиссия частиц происходит из анодной плазмы. Без дополнительных указаний, действительно, неясно, это ионный или электронный источник. В типичных условиях плазма отделена от электродов пристеночными слоями ионных зарядов. У катода – это катодное падение потенциала, у анода – отрицательное анодное падение. Таким образом, с точки зрения выхода элект-

тронов и ионов из разряда, эмиссия через катодное отверстие или анодное качественно подобна. В ионном источнике на извлекающий электрод подаётся отрицательный потенциал. Характер распределения потенциала совпадает с характером распределения потенциальной энергии ионов плазмы. Ионы находятся как бы на вершине и, попадая в результате теплового движения на склоны, сказываются, ускоряясь, на катод или в сторону извлекающего электрода. Плотность ионного тока при этом определяется формулой Бома, она практически не зависит от ускоряющего напряжения, а, следовательно, это напряжение и ионная эмиссия не возмущают разряд, генерирующий плазму.

В электронном источнике распределение потенциала выглядит иным образом. Полярности напряжения в приэлектродном слое и ускоряющем промежутке противоположны. При рассмотрении распределения потенциальной энергии плазменного электрона в электронном источнике видно, что электроны находятся в потенциальной яме. И чтобы попасть в ускоряющее поле, в общем случае они должны преодолеть некоторый потенциальный барьер. Очень существенно, что поле ускоряющего промежутка, накладываясь на поле этого барьера, снижает его, т. е. тормозящая электроны разность потенциалов в эмиссионном отверстии становится меньше, чем у остальной поверхности эмиттерного электрода. Это приводит к повышению плотности тока электронной эмиссии по сравнению с плотностью электронной компонента анодного тока. При постоянном разрядном токе такое локальное повышение эмиссионного тока приводит к соответствующему снижению плотности электронного тока на остальную часть анода. Таким образом, происходит то, что мы все вслед за А. Жариновым называем переключением электронного тока. Такое переключение может быть вызвано в принципе двумя причинами: во-первых, повышением потенциала плазмы и соответствующим увеличением потенциального барьера для электронов у поверхности анода, а во-вторых, снижением концентрации, т. е. тем, что мы вслед за Б. Клярфельдом называем обеднением плазмы.

В отличие от эмиссии ионов электронная эмиссия из плазмы существенно влияет на параметры плазмы, т. е. здесь проявляется значительное влияние эффективной эмиссии на саму эмитирующую среду, от параметров которой зависит эмиссия. В принципе, с существованием такой взаимосвязи сталкиваются и в традиционной, т. е. твёрдотельной эмиссионной электронике. Так, эффективная импульсная эмиссия оксидного катода, как известно, при-

водит к его охлаждению. Известен эффект Ноттингама в автоэлектронной эмиссии.

Изменение параметров плазмы при электронной эмиссии влияет на устойчивость электрического разряда, генерирующего плазму. В частности, повышение потенциала плазмы может вызвать увеличение разрядного тока (если его не стабилизировать) или изменение анодного напряжения, возникновение катодных пятен на поверхности с последующим пробоем ускоряющего промежутка.

Электронная эмиссия из газоразрядной плазмы по своей сути и её сопутствующим физическим процессам значительно отличается от эмиссии ионов. Простое переключение полярности ускоряющего напряжения для генерации электронного пучка без тщательного учёта проявления особенностей этого вида эмиссии в конкретных условиях приводит или к низкой эффективности эмиссии, или, наоборот, к полному переключению и неограниченному росту разрядного тока, или, наконец, к пробоем ускоряющего промежутка вследствие неконтролируемого образования катодных пятен. Учёт же всех этих особенностей возможен лишь в результате детального исследования закономерностей эмиссии электронов из газоразрядной плазменных образований. Совокупность уже проведенных исследований в этом направлении и тех, которые еще целесообразно провести, представляет новую область на стыке эмиссионной электроники, физики плазмы и физики газового разряда.

Вторая особенность работ по созданию плазменных источников электронов относится не к физике, а к технике и конъюнктуре. Ситуация здесь, если сравнивать электронные и ионные источники, довольно любопытна и поучительна. Несмотря на долгую историю развития ионных источников, плазменным источникам ионов до настоящего времени практически нечего противопоставить. Поэтому они занимают по существу монопольное положение и сравниваться по характеристикам могут только между собой или в пределах одного типа (один дуоплазматрон с другим), или источника одного типа с источником другого типа (дуоплазматроны с пеннинговским или высокочастотным разрядом). Монополия, как всегда, приводит в лучшем случае если и к развитию, то одностороннему. Развитие ионных источников, интенсивно происходящее более чем полвека, шло большей частью по пути улучшения их физических параметров. Это побуждалось возникающими новыми физическими и техническими задачами. Нарастивали ток пучков, уменьшали их эмиттанс, расширяли ассортимент ионов. Однако монопольное положение



неособенно стимулировало совершенствование общетехнических характеристик: энергетическую экономичность, ресурс, надёжность, технологичность изготовления, удобство эксплуатации. Я уже не говорю о необходимых элементах, обеспечивающих работу самих ионных источников: высоковольтных источников электрического питания, блоков питания разряда, систем газового питания, систем охлаждения. В большинстве случаев это просто самоделки, которые и техникой назвать трудно.

Плазменные источники электронов с самого начала рассматривались как альтернатива электронным пушкам с термокатодом с учётом того, что эти пушки достигли высокой степени физического и технического совершенства. Только имея в виду перспективу превзойти обычные пушки по совокупности параметров, имело смысл начинать развитие соответствующей области исследований как основы нового направления в технике.

Первоначальным стимулом к рассмотрению возможности создания плазменных источников электронов послужило развитие электронно-лучевой технологии. Предполагалось, что плазменные источники электронов будут более надёжными и долговечными в условиях несовершенного вакуума и интенсивного испарения металла. Однако довольно быстро эйфория от обладания этой по существу организационной идеей сменилась осознанием бездны нелегко решаемых вопросов, причём каждый из них в отдельности не представлялся непреодолимым; необходимость одновременного удовлетворения большой совокупности требований выглядела просто обескураживающей. И всё же небезнадёжной.

В чём состояла особенность подхода к решению задачи создания плазменных источников электронов? В комплексности. В тесном сочетании физики и техники. Конечно, в условиях тотального дефицита первое было в ущерб второму, и наоборот. Однако только такой подход мог привести к практическим результатам, без которых не могло произойти становления нашего направления.

Что же мы имеем в итоге к данному моменту. Не будем преувеличивать наши достижения. Однако хотелось бы отметить два принципиальных результата. Во-первых, разработку серийно выпускаемых около десяти лет электронно-лучевых сварочных установок с плазменными источниками электронов. Эти установки являются итогом совместной деятельности Научно-исследовательского технологического института (г. Саратов), Института сильноточной электроники СО АН СССР (г. Томск) и Томского института

автоматизированных систем управления и радиоэлектроники. Во-вторых, создание электронных ускорителей с сетчатым плазменным эмиттером большой площади и выводом сильноточных пучков в атмосферу. Эти ускорители разработаны в Институте сильноточной электроники СО АН СССР с участием Томского института автоматизированных систем управления и радиоэлектроники. Примечательно, что в обоих случаях совместно работали два и более коллективов.

Работа продолжается. Работы много. Все ещё не созданы удовлетворяющие технику и нас самих технологические электронные пушки значительной мощности. Встает вопрос о возможности создания мощных электронных ускорителей для экологических целей, в частности, для очистки отходящих газов тепловых электростанций и промышленных предприятий. Недостаточно исследованы вопросы переключения электронного тока в плазменных эмиттерах применительно к конкретным ситуациям в генераторах плазмы. Остается неразработанным вопрос о пробое промежутков с плазменным эмиттером. И это лишь некоторые из достаточно общих вопросов. В то же время, как это бывало и раньше, встаёт множество специфичных задач. В частности, недавно встала задача создания мощного электронного источника, в котором бы при достаточно низком давлении отсутствовал перепад давления между областью разряда и ускоряющим промежутком. Требуемое давление слишком высоко для термокатодных пушек и слишком низко для разряда в плазменных источниках электронов.

Говорить о проблемах плазменных источников электронов можно много и продолжить это можно в рабочем порядке. Однако, подходя к концу так называемого вступительного слова, я хотел бы остановиться ещё на одном вопросе. Имеется в виду проблема ионных источников.

Многие из нас, наверное, согласятся с тем, что в последние годы просматривается тенденция к занятиям нашим сообществом вопросами, связанными с получением технологических ионных пучков. В чём же здесь дело? Не в том ли, что стало мало работы в области плазменных источников электронов? Я думаю, что это далеко не основная причина, хотя какой-нибудь отдельно взятый деятель может руководствоваться именно этой мыслью, а также соображением, что за ионы легче получить деньги. Но мне кажется это не главным. Принципиально то, что в процессе занятий плазменными источниками электронов приобретаются определенное лицо, определённый стиль, проявление которых может оказаться плодотворным при создании техноло-

гических ионных источников. Как говорят, человек, имеющий лицо, нередко пытается его выразить.

Что же нам выражать? Во-первых, общий подход к разработке пучковых систем с плазменными эмиттерами. Опыт создания конкурентно способных плазменных источников электронов позволяет нам достаточно грамотно подойти к разработке ионных источников. Мы знаем, какая система с плазменным эмиттером сможет удовлетворить производство, какова должна быть степень отработки отдельных узлов, включая источники различного питания и многое другое, о чем не догадываются те, кто успешно разрабатывал ионные источники с рекордными параметрами для электрофизических установок нетехнического назначения. Этот опыт был получен дорогой ценой, но теперь мы имеем определённые преимущества перед многими другими разработчиками ионных источников. Во-вторых, ряд уже отработанных для плазменных источников электронов элементов может быть непосредственно использован в ионных источниках. Это и генераторы плазмы, и блоки питания разряда, и системы газового питания, и многое другое. И, наконец, понимание механизма и условий переключения электронного тока разряда при реализации эффективной электронной эмиссии из электроразрядной плазмы облегчает, на наш взгляд, прямую постановку задачи о механизмах и методах переключения ионного тока. Исследования в этом направлении уже начаты в Институте электрофизики УрО АН СССР и Институте сильноточной электроники СО АН СССР.

Несмотря на то, что мы довольно поздно занялись ионными источниками, имеющийся у нас опыт позволяет подойти к проблеме со своеобразной стороны, что позволяет нам конкурировать с другими разработчиками. Определённые результаты уже получены, и о них будет сообщено на нашем совещании...”.

## Оглавление

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	3
ВВЕДЕНИЕ .....	4
Список монографий, обзоров и сборников статей.....	8
1. ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ В ПЛАЗМЕННЫХ ЭМИССИОННЫХ СИСТЕМАХ .....	11
1.1. Общие характеристики генераторов плазмы для плазменных эми- сионных систем.....	12
1.2. Особенности плазмы, создаваемой в генераторах плазмы.....	16
1.3. Влияние магнитного поля на процессы в генераторах плазмы .....	19
1.4. Пограничные области в генераторах плазмы .....	22
1.4.1. Пристеночное падение напряжения .....	22
1.4.2. Прианодное падение напряжения .....	24
1.5. Катодные узлы с ненакаливаемыми эмиттерами .....	25
1.5.1. Особенности тлеющих разрядов при низких давлениях .....	26
1.6. Способы повышения эффективности генерации заряженных частиц.....	29
Список литературы к главе 1 .....	32
2. ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОНОВ С ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ НА БАЗЕ ТЛЕЮЩИХ РАЗРЯДОВ .....	33
2.1. Концепция плазменного эмиттера электронов .....	33
2.2. Генераторы эмитирующей плазмы .....	36
2.3. Условия формирования плазменного эмиттера.....	46
2.4. Особенности формирования эмиссионного тока электронов .....	54
2.5. Эмиссионные характеристики источников электронов с плазменным эмиттером .....	74
2.6. Ионизационные процессы вблизи эмиссионной поверхности и условия возникновения разряда в эмиссионном канале .....	81
2.7. Реализация концепции плазменного эмиттера электронов в газоразрядных коммутирующих приборах .....	92
Список литературы к главе 2 .....	107

3. ИСТОЧНИКИ ИОНОВ С ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ .....	113
3.1. Основные требования к параметрам источников ионов с плазменными эмиттерами и задачи, решаемые при их разработке .....	113
3.2. Плазменный эмиттер – подвижный электрод, проблема плазменной фокусировки.....	118
3.3. Форма поверхности плазменного эмиттера, плазменный мениск и решения проблемы плазменной фокусировки .....	121
3.4. Оптика Пирса для пучков заряженных частиц.....	126
3.5. Источник ионов типа дуоплазматрон .....	129
3.6. Многопучковые плазменные эмиссионные системы.....	132
3.7. Другие типы источников ионов с плазменными эмиттерами .....	135
Список литературы к главе 3 .....	136
4. ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ БЫСТРЫХ НЕЙТРАЛОВ.....	138
4.1. Принципы работы источников .....	138
4.1.1. Генерация ионов .....	138
4.1.2. Нейтрализация ионов .....	143
4.2. Основные типы используемых источников .....	145
4.2.1. Источник с полым катодом .....	146
4.2.2. Источник со скрещенными $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ -полями.....	148
4.2.3. Источник с индуктивно-связанной плазмой.....	150
4.2.4. Источник с электродом под плавающим потенциалом.....	152
4.3. Применение пучков нейтральных частиц .....	155
4.4. Коэффициенты отражения нейтрализовавшихся ионов от металлической поверхности.....	159
Список литературы к главе 4 .....	164
5. КРАТКИЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ И КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ .....	167
6. ПРИЛОЖЕНИЕ. Из выступления проф. Ю.Е. Крейнделя на открытии I Всесоюзного семинара “Плазменная эмиссионная электроника” .....	173

*Учебно-научное издание*

Кузьмичёв Анатолий Иванович,  
Бабинов Никита Андреевич,  
Лисенков Александр Аркадьевич,

**ПЛАЗМЕННЫЕ ЭМИТТЕРЫ ИСТОЧНИКОВ  
ЗАРЯЖЕННЫХ И НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ**

Издано в авторской редакции  
Компьютерный набор и вёрстка авторов

Київ: Аверс  
Російською мовою

Подписано в печать 09.03.2016 г. Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная.  
Печать цифровая. Гарнитура “Times New Roman”. Усл. печ. л. 10.  
Тираж 300 экз. Заказ № 153/03

Полиграфический центр «Аверс»  
03055, Киев, ул. Полевая, 21, тел. 277 49 35